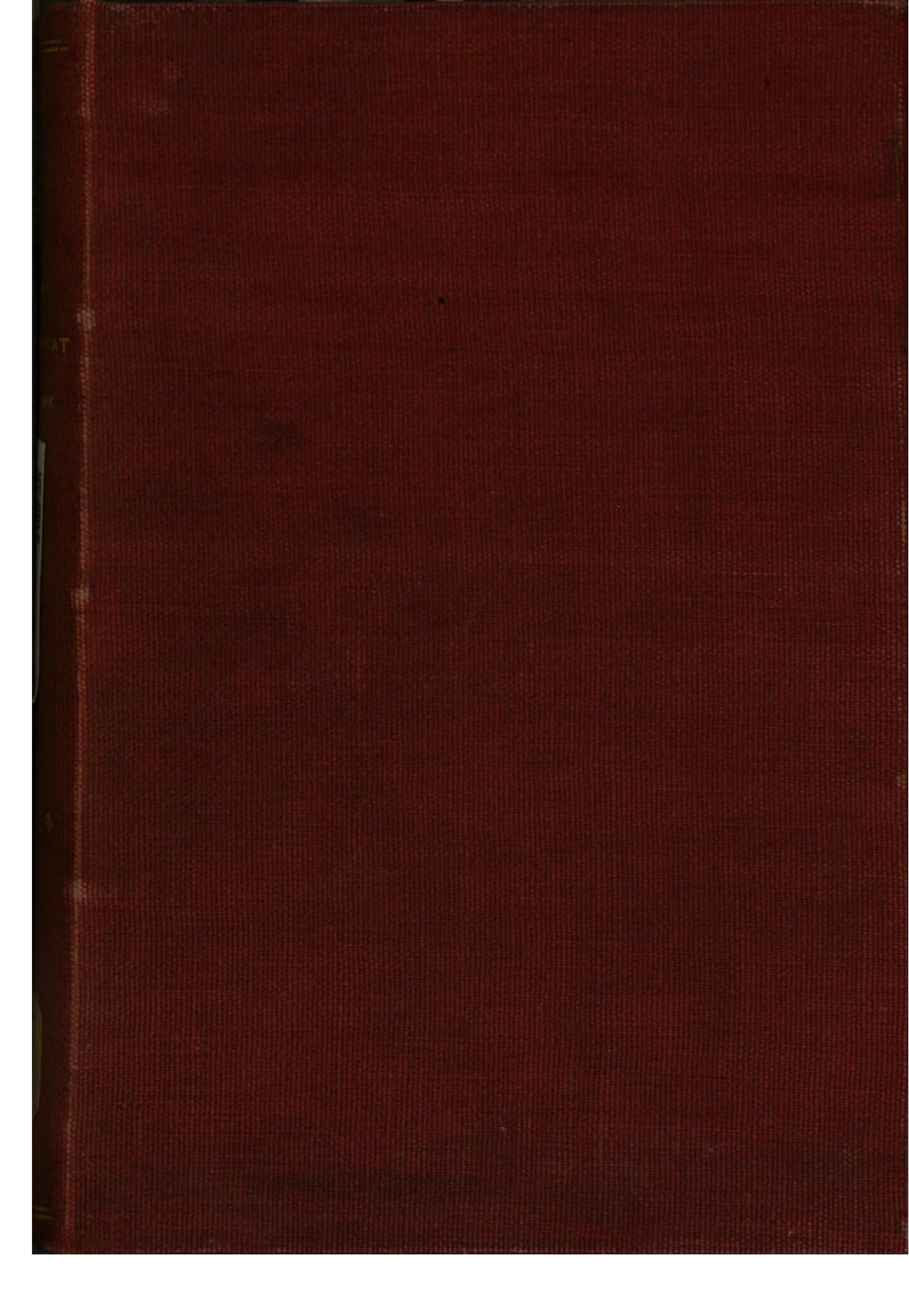
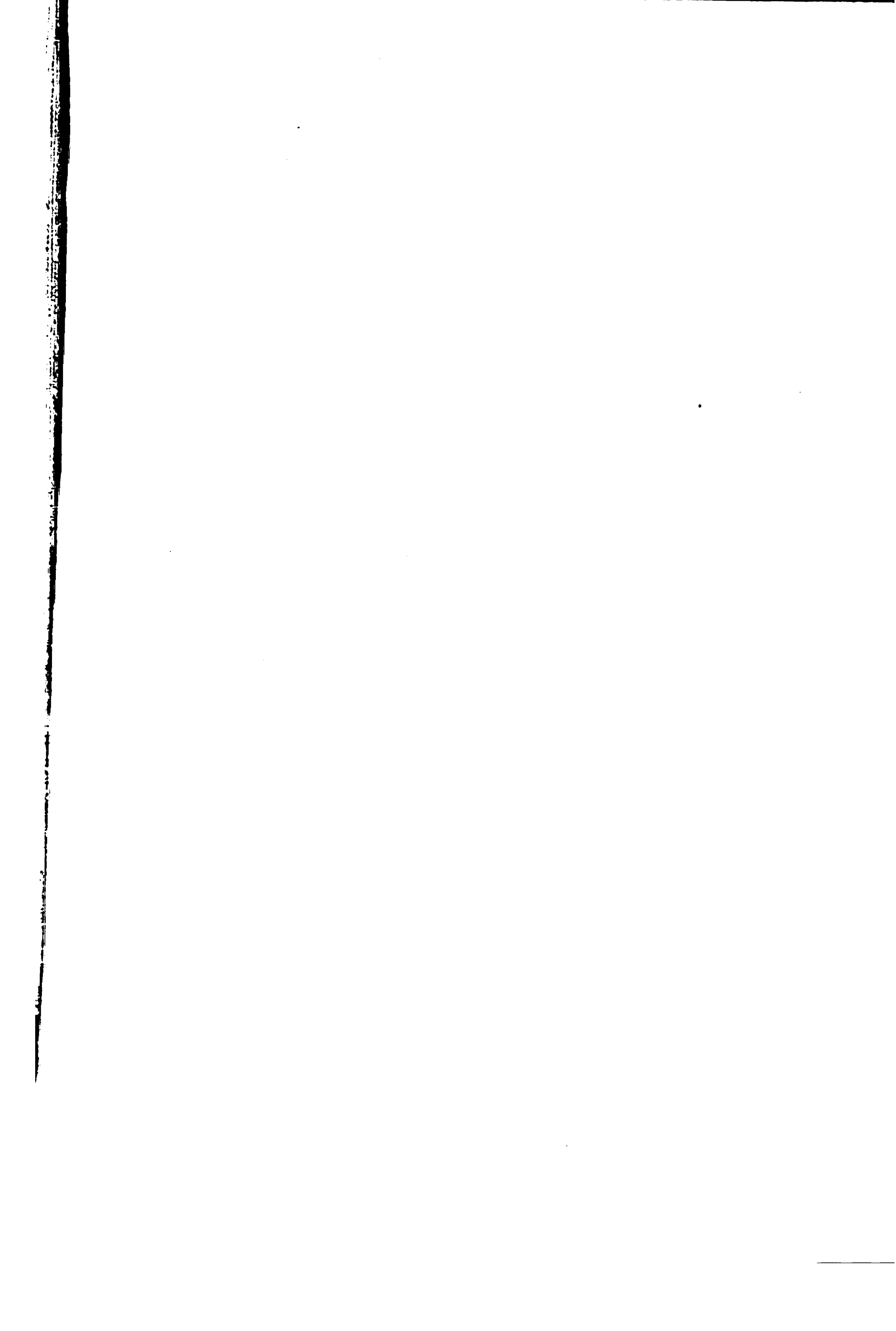
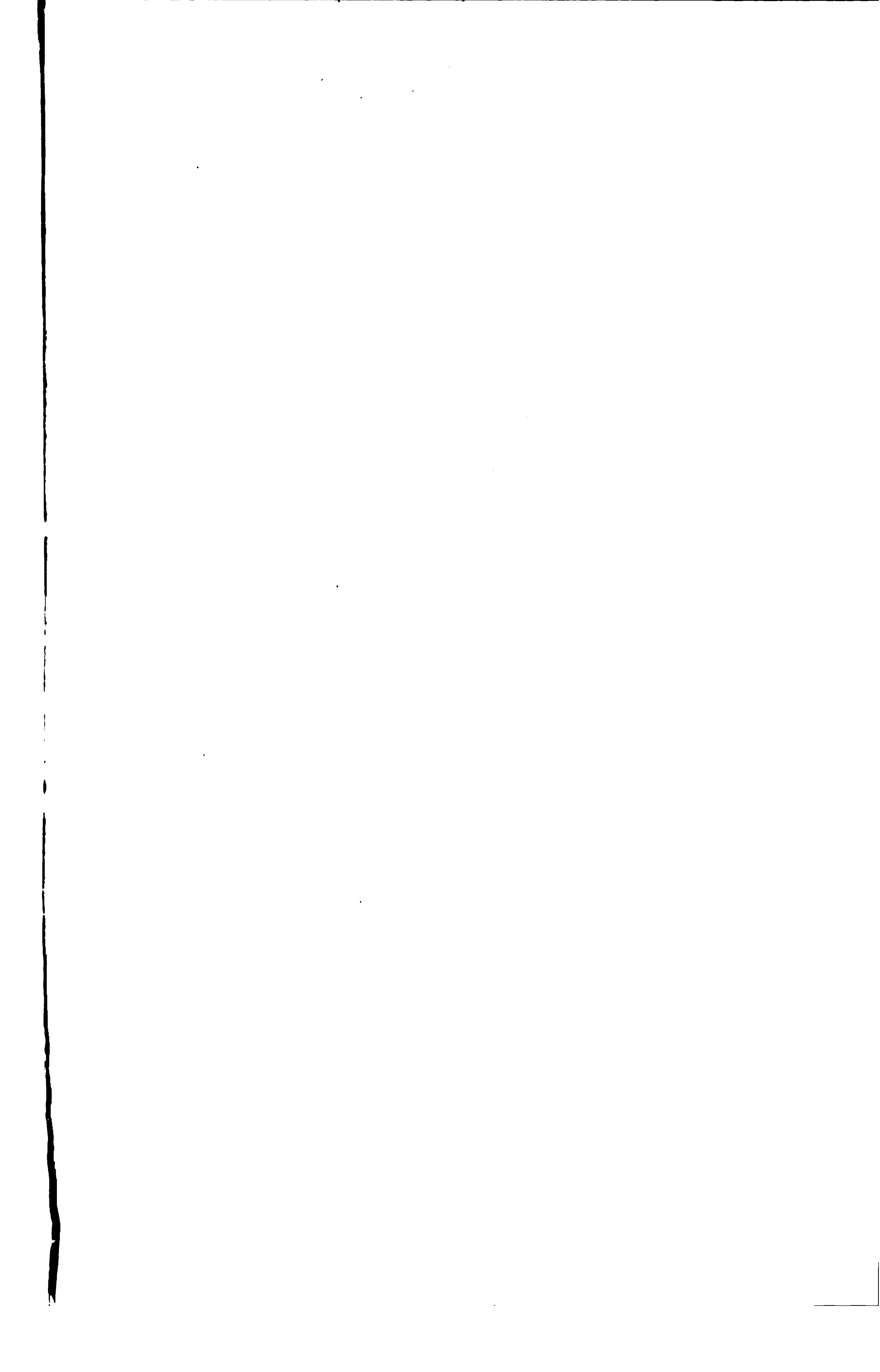



SIGILLVM · VNIVERSITATIS · CALIFORNIENSIS
LVX
FIAT
MDCCCLXVIII
EX LIBRIS











Jahrbuch
der
Radioaktivität und Elektronik

BEGRÜNDET VON JOHANNES STARK

Unter Mitarbeit
von

S. A. Arrhenius (Stockholm), **H. Geitel** (Wolfenbüttel), **F. Giesel** (Braunschweig), **K. Hofmann** (Berlin), **H. A. Lorentz** (Leiden), **W. Marckwald** (Berlin), **E. Warburg** (Berlin), **W. Wien** (München)

herausgegeben
von

R. Seeliger
Greifswald

Zwanzigster Band — 1. Heft
No. 76

Ausgegeben am 6. September 1923



LEIPZIG
VERLAG VON S. HIRZEL
1923

Schriftleitung: Professor Dr. R. Seeliger in Greifswald, Loitzerstr. 43/44.

Inhalt.

Bücher-Besprechungen.

Das Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik erscheint vierteljährlich. 4 Hefte bilden einen Jahresband. Inlandspreis bei postfreier Zustellung für jedes Heft Grundzahl 5 + jeweiliges Porto. Der Auslandspreis beträgt bis auf weiteres bei postfreier Zustellung 22 schweiz. Frank für den vollständigen Band.

Jahrbuch

der

Radioaktivität und Elektronik

Begründet von Johannes Stark

Unter Mitarbeit

von

S. A. Arrhenius (Stockholm), **H. Geitel** (Wolfenbüttel), **F. Giesel** (Braunschweig), **K. Hofmann** (Berlin), **H. A. Lorentz** (Leiden), **W. Marckwald** (Berlin), **E. Warburg** (Berlin), **W. Wien** (München)

herausgegeben

von

R. Seeliger

Greifswald

Zwanzigster Band

1923

Mit 47 Figuren im Text und einer Tafel

LEIPZIG
VERLAG VON S. HIRZEL
1924

Printed in Germany.

Druck von August Pries in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

20. Band. Jahrgang 1923. Heft 1.

Die Absorption des Lichtes im interstellaren Raume.

Von **Hans Kienle**.

Es liegt eine gewisse Gesetzmäßigkeit in der Erscheinung, daß kleine, an der Grenze der Beobachtungsgenauigkeit liegende Effekte zunächst fast stets positiv, d. h. in dem von der Theorie vorausgesagten Sinne, und rein zahlenmäßig zu groß gefunden werden. Der Folgezeit obliegt es, durch allmähliche Steigerung der Genauigkeit und fortschreitende Elimination der systematischen Fehler die ersten Ergebnisse auf ihr richtiges Maß zurückzuführen. Dabei gehen der letzten Stufe, d. i. der Angabe eines zuverlässig gemessenen Wertes, dessen Unsicherheit nach oben sowohl als nach unten nur einen kleinen Bruchteil des Wertes selbst beträgt, Abschätzungen der oberen Grenze voraus, welche nach dem jeweiligen Stande der Meßgenauigkeit die zu findende Zahl nicht wird überschreiten können.

Und es ist weiter eine stets von neuem festzustellende Tatsache, daß, wenn irgendwo ein neuer Gedanke in die Diskussionen des Tages geworfen wird, sich am Anfang ein großer Sturm erhebt: begeisterte Zustimmung, überschwengliche in die neuen Methoden gesetzte Hoffnungen auf der einen Seite, Widerspruch, mehr oder weniger sachliche Kritik, skeptisches Abwarten oder energische Ablehnung auf der anderen. Auch hier muß erst die Zeit ihre wohltätige und beruhigende Wirkung ausüben, bevor den neuen Ideen volle Gerechtigkeit widerfahren kann.

Verfolgt man die Geschichte der Erforschung der Natur und Wirkung des den interstellaren Raum erfüllenden, vielleicht gar nicht vorhandenen, Mediums, dann treten diese beiden Erscheinungen recht deutlich zutage. Noch stehen wir auf einer der der letzten vorausgehenden Stufen: wir kennen erst obere Grenzen für die Absorptionswirkungen. Und wenn auch heute die Diskussionen, die vor etwa 15 Jahren im Anschluß an die Nordmann- und Tikhoffschen Arbeiten heftig einsetzten, in der Hauptsache als beendigt angesehen werden dürfen, so besteht doch noch keineswegs Einstimmigkeit in dem Urteil der Astronomen über das wirkliche Vorhandensein einer interstellaren Absorp-

tion des Lichtes. Immerhin aber sind die Verhältnisse so weit geklärt, daß man den Versuch einer zusammenfassenden Darstellung wagen kann. Es lassen sich gewisse Methoden als für den vorliegenden Zweck unbrauchbar endgültig abtun und es ist möglich, Richtlinien aufzuzeigen für die Wege, welche die Forschung in Zukunft mit einiger Aussicht auf Erfolg wird begehen können.

Noch bleibt zu bemerken, daß die folgenden Ausführungen auf eine Anregung von physikalischer Seite her entstanden sind. Mit Rücksicht auf diesen Zweck der Aufklärung eines Kreises von nicht nur Fachleuten wurde die Arbeit abgefaßt und durch eine kleine Übersicht über die wichtigsten astronomischen Grundbegriffe und Definitionen eingeleitet.

I. Astronomische Grundbegriffe und Definitionen.

1. α = Rektaszension und δ = Deklination bestimmen den scheinbaren Sternort an der Sphäre, bezogen auf den Äquator und den Frühlingspunkt. λ = galaktische Länge und β = galaktische Breite sind die entsprechenden Größen, bezogen auf die Milchstraße und deren Schnittpunkt mit dem Äquator.

2. π = Parallaxe ist der in Bogensekunden gemessene Winkel, unter dem vom Stern aus gesehen der Halbmesser der Erdbahn ($R = 149{,}5 \times 10^6$ km) erscheint. Die Entfernung r des Sternes hängt mit der Parallaxe zusammen durch die Beziehung

$$\pi = 206265'' \frac{R}{r}$$

3. Einheit der Entfernung ist die Sternweite (auch „parsec"), d. i. die Entfernung, die einer Parallaxe von $1''$ entspricht. Die Entfernung selbst ist in dieser Einheit ausgedrückt einfach der reziproke Wert der Parallaxe: $r = 1/\pi$.

Neben dieser heute fast allgemein akzeptierten Einheit wird gelegentlich, vor allem in der populären Literatur, noch das „Lichtjahr" benutzt (entspr. $9{,}5 \times 10^{12}$ km). Man hat:

1 parsec = 206265 Erdbahnradien = 3,26 Lichtjahre
1 Lichtjahr = 63311 „ = 0,31 parsecs

4. μ = EB = Eigenbewegung ist die in Bogensekunden gemessene jährliche Veränderung der scheinbaren Koordinaten.

μ_α = EB in Rektaszension; μ_δ = EB in Deklination;

$$\mu = \sqrt{(\mu_\alpha \cos\delta)^2 + \mu_\delta^2} = \text{Gesamt-EB}$$

Zur Umwandlung der in $''$ ausgedrückten EB in km/sec hat man:

$$\mu\,(\text{km/sec}) = 4{,}738\,\frac{\mu''}{\pi}.$$

5. ϱ = Radialgeschwindigkeit ist die in km/sec gemessene, aus der Dopplerverschiebung der Spektrallinien abgeleitete Geschwindigkeit in der Gesichtslinie, positiv, wenn der Stern sich von der Sonne entfernt, negativ, wenn er sich ihr nähert.

6. m = Scheinbare Sterngröße (Helligkeit), definiert durch die Beziehung

$$\log(i/i_0) = -0{,}400\,(m - m_0)$$

Es bedeutet i die scheinbare beobachtete Intensität, verglichen mit einer gewissen Einheit, die durch i_0 und m_0 charakterisiert ist. Der Nullpunkt der Skala ist so festgelegt, daß der Sonne in der Entfernung 1 parsec die scheinbare Größe $m = 0^M{,}0$ zukommt. Sterngrößen werden durch ein hoch gestelltes ^{M} bezeichnet.

7. Visuelle, photographische, photovisuelle Sterngrößen erhält man, je nachdem die Intensitäten i mit der Vergleichslichtquelle (natürlicher oder künstlicher Stern) durch visuelle Beobachtungen oder durch Aufnahmen mit gewöhnlichen photographischen Platten bzw. mit farbenempfindlichen Platten verglichen werden. Die visuellen Größen entsprechen im Mittel einer effektiven Wellenlänge von etwa 0,52 μ, die photographischen einer solchen von etwa 0,43 μ; die photovisuellen Größen nähern sich den visuellen je nach dem Grade der Farbenempfindlichkeit der benutzten Platten.

8. M = Absolute Helligkeit ist die scheinbare Größe, welche ein Stern erhielte, wenn man ihn in die Einheit der Entfernung (1 St.-W.) versetzte. Hat ein Stern in der Entfernung r die Größe m, so hat er in der Entfernung r_0 die Größe $M_0 = m + 5\,(\log r_0 - \log r)$, also speziell für $r_0 = 1$ St.-W.:

$$M = m - 5\log r = m + 5\log\pi$$

Die Intensität selbst, die sogen. „absolute Leuchtkraft" ist in Einheiten der Sonnenintensität gegeben durch

$$\log i = -0{,}4\,M$$

9. Spektralklassen. Die heute allgemein gebräuchliche Einteilung der Sternspektren ist die von Miß Cannon geschaffene sogen. II. Harvard-Klassifikation, derzufolge fast 99 Prozent aller Spektren in die Klassen B, A, F, G, K, M sich einordnen lassen bei durchaus kontinuierlichem Übergang von einer Klasse zur nächstfolgenden. Die Übergangsstufen werden durch dezimale Unterteilung bezeichnet in der

Weise, daß z. B. $B1A$ oder kurz $B1$ ein B-Spektrum mit den ersten Spuren des A-Typus bedeutet, $B5$ ein Spektrum in der Mitte zwischen B und A. Der Index 0 charakterisiert den reinen Typus. Bei ganz roher Einteilung unterscheidet man gelegentlich auch nur nach zwei Haupttypen: deren erster umfaßt die Sterne der Klassen B und A, der zweite die Klassen F bis M. In all den genannten Spektren treten nur Absorptionslinien auf.

10. F.-I. = Farbenindex = photographische minus visuelle Sterngröße. Der Zahlenwert des F.-I. hängt ab von der Differenz der in Betracht kommenden mittleren Wellenlängen und weist in den gebräuchlichen Systemen einen Spielraum von etwa zwei Größenklassen auf zwischen den äußersten Spektraltypen. Der Nullpunkt der Skala ist nach internationaler Vereinbarung so bestimmt, daß ein Stern vom Typus $A0$ und der scheinbaren Größe 5,5 bis 6,5 den F.-I. Null hat. Die „früheren" Spektraltypen (O und B) haben dann negative Farbenindizes, d. h. sie sind photographisch heller als visuell; die „späteren" Typen haben positive Farbenindizes, d. h. sie sind photographisch schwächer als visuell. Im ganzen steigt der F.-I. kontinuierlich an mit dem Fortschreiten in der Spektralreihe.

11. $\bar{\pi}_m$ = mittlere Parallaxe der Sterne der scheinbaren Größe m
$\bar{r}_m$ = mittlere Entfernung „ „ „ „ „ „
Diese Größen sind die einfachen arithmetischen Mittelwerte der betreffenden Eigenschaften für Gruppen von Sternen gleicher scheinbarer Helligkeit.

12. A_m = Anzahl der Sterne von den scheinbar hellsten bis herab zu denen von der Größe m, gewöhnlich kurz als „Sternanzahl" bezeichnet.

13. D = räumliche Dichte der Sterne, d. i. die Anzahl der Sterne pro Volumeinheit.

14. $\varphi(i)$ = Verteilungsfunktion der absoluten Leuchtkräfte. $\varphi(i)\,di$ bestimmt die Anzahl der Sterne, welche absolute Leuchtkräfte zwischen $i - \frac{1}{2}\,di$ und $i + \frac{1}{2}\,di$ haben. Dabei wird gewöhnlich $\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(i)\,di = 1$ gesetzt. An deren Stelle kann auch $\Phi(M)$ treten, wenn man nicht die Intensitäten i, sondern die absoluten Größen M einführt.

15. ψ = Absorption des Lichtes, so verstanden, daß die Intensität in der Entfernung r von der Lichtquelle nicht einfach i/r^2 ist, sondern $i\psi/r^2$, wo ψ eine positive Größe und Funktion von r ist.

16. ε_x = „mittlerer“ Fehler (m. F.) der Größe x. Wo die Beobachter „wahrscheinliche“ Fehler (ϱ) angeben, sind sie im folgenden immer umgerechnet nach der Beziehung $\varepsilon = 1{,}5\,\varrho$.

II. Literaturverzeichnis.

In dem folgenden Verzeichnis wurde Vollständigkeit nur zu erreichen versucht bezüglich der Arbeiten, welche eigene Gedanken bringen; Referate wurden im allgemeinen nicht berücksichtigt. Einige wenige Arbeiten, die in ausländischen Zeitschriften während der Kriegsjahre erschienen sind, konnten nicht eingesehen werden; sie enthalten, nach den Referaten zu schließen, indessen nichts Unbekanntes. Bezüglich der Anordnung des Verzeichnisses wurde nach einigem Schwanken die historische gewählt, entgegen der ursprünglichen Absicht, nach den drei Hauptkapiteln der folgenden Bearbeitung zu trennen. Es tritt auf diese Weise am besten das Nebeneinanderhergehen der verschiedenen Methoden zutage. Nicht unmittelbar zum Thema selbst gehörige Arbeiten werden jeweils als Fußnoten zitiert, alle anderen nach den Nummern des Verzeichnisses.

Abkürzungen:

Abh.Mü. = Abhandlungen der Königlich Bayerischen Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-physikalische Klasse. München.
AJ = The Astronomical Journal. Boston.
AN = Astronomische Nachrichten. Kiel.
ApJ = The Astrophysical Journal. Chicago.
BJ = Astronomisches Jahrbuch für das Jahr . . . Berlin.
Bull. Ac. Pét. = Bulletin de l'Academie des Sciences de St.-Pétersbourg.
Bull. astr. = Bulletin astronomique. Paris.
Bull. C. d. C. = Bulletin du Comité International permanent pour l'éxécution photographique de la Carte du Ciel. Paris.
Bull. Soc. Fr. = Bulletin de la Société Astronomique de France. Paris.
CR = Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Academie des Sciences. Paris.
HA = Annals of the Astronomical Observatory of Harvard College.
HB = Harvard College Observatory Bulletin.
HC = Harvard College Observatory Circular.
Mitt. Pulk. = Mitteilungen der Nikolai-Hauptsternwarte zu Pulkowo. Petersburg.
M N = Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. London.
Mt. Wilson Comm. = Communications from the Mount Wilson Solar Observatory to the National Academy of Sciences. Washington.
Mt. Wilson Contr. = Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory. Washington.

Nat. = Nature. London.
Obs. = The Observatory. London.
Proc. Nat. Ac. = Proceedings of the National Academy of Sciences. Washington.
PASP = Publications of the Astronomical Society of the Pacific. San Francisco.
Publ. Brera = Pubblicazioni del Reale Osservatorio di Brera in Milano.
Publ. Gron. = Publications of the Astronomical Laboratory at Groningen.
Publ. Pulk. = Publications de l'Observatoire Central Nicolas. St. Pétersbourg.
Sitz.-Ber. Mü. = Sitzungsberichte der Königlich Bayerischen Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-physikalische Klasse. München.
Spec. Vat. = Specola Astronomica Vaticana.

---

1. Chéseaux, Traité de la comète qui a paru en décembre 1743 . . . (p. 223 ff.) Lausanne et Génève 1744.
2. Olbers, Über die Durchsichtigkeit des Weltraumes. BJ 1826, S. 110—121 (1823).
3. W. Struve, Etudes d'astronomie stellaire. Sur l'extinction de la lumière des étoiles fixes dans son passage par l'espace céleste (p. 83—93). St. Pétersbourg 1847.
4. Arago, Populaire Astronomie. Elfter Band der deutschen Ausgabe der „Sämtlichen Werke". Leipzig 1855.
5. Schiaparelli, Sulla distribuzione apparente delle stelle visibili ad occhio nudo. Publ. Brera XXXIV. 1889. Nota seconda: Sull'argomento che dalla distribuzione apparente delle stelle si può dedurre in favore dell' estinzione progressiva della luce attraverso lo spazio celeste.
6. Kapteyn, Différence systématique entre les grandeurs photographiques et visuelles dans les différentes régions du ciel. Bull. C. d. C. II, 131—158, 1895.
7. Seeliger, Über das Newtonsche Gravitationsgesetz. Sitz.-Ber. Mü. 1896, S. 373—400.
8. Seeliger, Betrachtungen über die räumliche Verteilung der Fixsterne. Abh. Mü. XIX, 3. 1898.
9. de Sitter, Investigation of the systematic difference between the photographic and visual magnitudes of the stars... Publ. Gron. 12. 1904.
10. Comstock, Provisional results of an examination of the proper motions of certain faint stars. AJ XXIV, 43 (Nr. 558), 1904.
11. Kapteyn, Remarks on the determination of the number and mean parallax of stars of different magnitudes and the absorption of light in space. AJ XXIV, 115—122 (Nr. 566), 1904.
12. Comstock, Stellar luminosities and the absorption of starlight. AJ XXIV, 139—143 (Nr. 569), 1904.
13. Belopolsky, Untersuchungen über die radialen Geschwindigkeiten von β Aurigae in Beziehung zur Frage über die Dispersion im Weltraum. Bull. Ac. Pét. XLI, 3, 1904. (Russisch.)

14. **Nordmann**, Sur la dispersion de la lumière dans l'espace interstellaire. CR **146**, 266—268, 1908.
15. **Nordmann**, Recherches sur la dispersion de la lumière dans l'espace céleste. CR **146**, 383—385, 1908.
16. **Tikhoff**, Sur la dispersion de la lumière dans les espaces célestes. Historique de la question et premiers résultats. CR **146**, 570—574, 1908.
17. **Nordmann**, Sur l'état actuel du problème de la dispersion des rayons lumineux dans les espaces interstellaires. Premier essai d'application à des déterminations provisoires de distances stellaires. CR **146**, 680—683, 1908.
18. **Lebedew**, La dispersion apparente de la lumière dans l'espace interstellaire. CR **146**, 1254—1256, 1908.
19. **Tikhoff**, Deux méthodes de recherche de la dispersion dans les espaces célestes. Mitt. Pulk. II, 21, 1908.
20. **Nordmann**, Sur diverses particularités nouvelles des étoiles variables à courte période; méthode permettant de distinguer leurs effets de ceux de la dispersion dans le vide. CR **147**, 24—26, 1908.
21. **Tikhoff**, Remarque sur la note de M. **Lebedew**: La dispersion apparente de la lumière dans l'espace interstellaire. CR **147**, 170—172, 1908.
22. **Stein**, La dispersion apparente de la lumière dans l'espace et l'hypothèse de M. **Lebedew**. CR **147**, 228, 1908.
23. **Lebedew**, L'impossibilité de démontrer l'existence d'une dispersion appréciable de la lumière dans l'espace interstellaire par la méthode Nordmann-Tikhoff. CR **147**, 515, 1908.
24. **Turner**, On the diminution of light in its passage through interstellar space. MN LXIX, 61—71, 1908.
25. **Nordmann**, L'espace céleste est-il un milieu dispersif? Bull. astr. XXVI, 5—37, 1909.
26. **Belopolsky**, Unter dem gleichen Titel wie 13. Mitt. Pulk. III, 30, 1909 (deutsch).
27. **Kapteyn**, On the absorption of light in space. ApJ XXIX, 46—54. (Mt. Wilson Contr. 31), 1909.
28. **Seeliger**, Über die Anwendung der Naturgesetze auf das Universum. Sitz.-Ber. Mü. 1909, 4. Abhandlung.
29. **Lebedew**, On the apparent dispersion of light in space. ApJ XXIX 101—109, 1909.
30. **Parkhurst**, The evidence from photographic color-filters in regard to the absorption of light in space. ApJ XXX, 33—39, 1909.
31. **Heyl**, The apparent dispersion of light in space. ApJ XXX, 40—43, 1909.
32. **Kapteyn**, On the absorption of light in space. Second paper. ApJ XXX, 284—317 und 398 (Mt. Wilson Contr. 42), 1909.
33. **Tikhoff**, Recherches nouvelles sur l'absorption sélective et la diffusion de la lumière dans les espaces interstellaires. CR **148**, 266—269, 1909.

34. Tikhoff, Application des filtres sélecteurs à la recherche de l'affaiblissement sélective de la lumière dans l'espace interstellaire. Mitt. Pulk. III, 26, 1909.
35. Tikhoff, Etudes nouvelles sur l'application des filtres sélecteurs à la recherche de l'absorption cosmique sélective. Mitt. Pulk. III, 29, 1909.
36. Pickering, Distribution of the stars. HC 147, 1909.
37. Turner, On the diminution of light in its passage through interstellar space. Obs. XXXII, 166—169, 1909.
38. Seeliger, Über die räumliche Verteilung der Sterne. AN 182, 229—248, 1909.
39. Seeliger, Betrachtungen über die räumliche Verteilung der Fixsterne (2. Abhandlung). Abh. Mü. XXV, 3, 1909.
40. Barnard, On a great nebulous region and on the question of absorbing matter in space and the transparency of the nebulae. ApJ XXXI, 8—14, 1910.
41. Ives, Some photographic phenomena bearing upon dispersion of light in space. ApJ XXXI, 157—165, 1910.
42. Comstock, The absorption of starlight considered with relation to the galaxy. ApJ XXXI, 270—273, 1910.
43. Hnatek, Beiträge zum Nordmann-Tikhoffschen Phänomen. AN 184, 305—312, 1910.
44. Beljawsky, Das Tikhoff-Nordmannsche Phänomen bei dem Algolveränderlichen RZ Cassiopejae. Mitt. Pulk. III, 31, 1910.
45. Plummer, The medium of celestial space. Nat. LXXXIII, 526—528, 1910.
46. Anding, Kritische Untersuchungen über die Bewegung der Sonne durch den Weltraum. Zweiter Abschnitt, Kapitel III. Über die interstellare Extinktion. Leipzig 1910.
47. Tikhoff, Etudes spectrophotométriques des étoiles faibles des Pléiades et leur application au problème de l'absorption cosmique sélective. Mitt. Pulk. IV, 40, 1911.
48. Seeliger, Über die räumliche Verteilung der Sterne im schematischen Sternsystem. Sitz.-Ber. Mü. 1911, 413—461.
49. Slipher, Peculiar star spectra suggestive of selective absorption of light in space. AN 189, 5—8 und Lowell Observatory Bulletin II, 1, 1911.
50. Salet, Sur l'absorption de la lumière des étoiles par les météorites. Bull. astr. XXVIII, 241—251, 1911.
51. Fouché, La transparence de l'espace. Bull. Soc. Fr. XXVI, 12—15, 1912.
52. Brown, The absorption of light in space. MN LXXII, 195—202 und 718—728. Diskussion Obs. XXXV, 256—260. 1912.
53. King, Photographic magnitudes of 153 stars. HA LIX, No. VI, p. 179—183: Absorbing medium in space. 1912.
54. Tikhoff, La détermination de la couleur des étoiles et son application à l'étude de l'absorption cosmique sélective et des températures stellaires. Publ. Pulk. Série II, Vol. XVII, 1912.

55. Fath, The integrated spectrum of the milky way. ApJ XXXVI, 362—367 (Mt. Wilson Contr. 63), 1912.
56. Jones, The absorption of light in space. MN LXXV, 4—16, 1914.
57. Moore, The absorption of light in space. PASP XXVII, 119—129, 1914.
58. Adams, Note on the relative intensity at different wave-length of the spectra of some stars having large and small proper motion. ApJ XXXIX, 89—92 (Mt. Wilson Contr. 78), 1914.
59. Seares, The color of the faint stars. ApJ XXXIX, 361—369 (Mt. Wilson Contr. 81), 1914.
60. Kapteyn, On the change of spectrum and color index with distance and absolute brightness. Present state of the question. ApJ XL, 187—204 (Mt. Wilson Contr. 83), 1914.
61. Adams und Kohlschütter, Some spectral criteria for the determination of absolute stellar magnitudes. ApJ XL, 385—398 (Mt. Wilson Contr. 89), 1914.
62. Shapley, Studies based on the colors and magnitudes in stellar clusters. Second paper. Mt. Wilson Contr. 116, 1915.
63. van Rhijn, Derivation of the change of colour with distance and apparent magnitude. Dissertation. Groningen 1915.
64. King, Absorbing medium in space. HA LXXVI, Nr. I, 1916.
65. King, The density of molecules in interstellar space. Nat. XCV, 701—703, 1916.
66. Shapley, Studies of magnitudes in star clusters, I. On the absorption of light in space. Proc. Nat Ac. 2, 12 (Mt. Wilson Comm. 18), 1916.
67. Shapley, Studies ..., V. Further evidence of the absence of scattering of light in space. Proc. Nat. Ac. 3, 267—270 (Mt. Wilson Comm. 44), 1917.
68. Halm, On the question of extinction of light in space and the relations between stellar magnitudes, distances, and proper motions. MN LXXVII, 243—280, 1917.
69. Halm, Statistical Investigations of the Distribution of the Stars and their Luminosities. MN LXXX, 162—198, 1919.
70. Seeliger, Untersuchungen über das Sternsystem. Sitz.-Ber. Mü. 1920, 87—144.
71. Ross, Photographic photometry and the Purkinje effect. ApJ LII, 86, 1920.
72. Hagen, A map showing Obscure Nebulae and their Situation towards the Milky way. MN LXXXI, 449—451, 1921.
73. Shapley, Note on the velocity of light. HB 763, 1922.
74. Hagen, A preparatory catalogue for a Durchmusterung of nebulae. Spec. Vat. X, 1922.

III. Geschichte des Problems und Methoden zu seiner Lösung.

Daß das Licht auf seinem Wege von den Himmelskörpern zu uns nicht nur in seiner Intensität nach dem Quadrate der Entfernung geschwächt werde, sondern daß es auch noch andere Veränderungen er-

leide, analog denjenigen in der Atmosphäre der Erde, ist ein Gedanke, dessen erste Konzeption man allgemein Newton zuschreibt. In einem Briefe an Flamsteed (1691) äußerte er, daß eine etwaige Verschiedenheit in der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes verschiedener Wellenlängen eine Veränderung der Farbe des von den Jupitermonden zu uns gelangenden Lichtes unmittelbar vor dem Eintreten ihrer totalen Verfinsterung hervorbringen müßte. Man hat dem entgegengehalten, daß selbst ein interplanetares Medium mit den dispergierenden Wirkungen unserer Atmosphäre auf der Strecke zwischen Jupiter und Erde eine Verzögerung der blauen Strahlen gegenüber den roten um nur wenige Hundertstel einer Zeitsekunde bewirken könne. Da die Wirkung mit der Entfernung direkt proportional geht, übertrug Arago[1]) den Newtonschen Gedanken auf die Erscheinungen, welche Veränderliche Sterne uns darbieten, und beschreibt sie mit den folgenden Worten (a. a. O. S. 350):

„Der Stern, von dem ich annehme, er sende heute keinen Strahl zur Erde, wird einige Zeit darauf leuchtend. Alsdann schickt er uns weiße Strahlen, denn seine natürliche Farbe ist weiß; oder mit anderen Worten, wenn mir der Vergleich erlaubt ist, in jedem Augenblick schickt er uns gleichzeitig sieben verschieden gefärbte Couriere. Ist der rote Courier der schnellere, so wird dieser zuerst mit der Nachricht vom Wiedererscheinen des Sternes eintreffen; die Wiedererscheinung wird also mit rötlichem Lichte beginnen. Nach und nach wird sich diese Färbung ändern, je nach dem Eintreffen der anderen prismatischen Farben, des Orange, Gelb, Grün, Blau, Indigo, Violett und diese Farben werden sich dem vorangegangenen Rot beimischen."

Weder hat Arago selbst bei seinen dahin zielenden Beobachtungen diese zu erwartenden Farbenänderungen feststellen können noch waren sie nach den übereinstimmenden Zeugnissen der geübtesten damaligen Beobachter vorhanden, sodaß Arago mit Rücksicht auf die Genauigkeit der Beobachtungen zu einer „Bestimmung der Dichtigkeitsgrenze, welche der die Himmelsräume erfüllende Stoff nicht überschreiten kann" gelangen zu können glaubte. Leider gibt er gar keine Zahlen an, die für seine Vorstellungen charakteristisch wären, sondern es findet sich nur der Satz (a. a. O. S. 353):

„Die Lösung dieses einfachen physikalischen Problems wird die Einbildungskraft durch ihre Kleinheit in Erstaunen setzen."

In der Folge hat man dann sehr wohl Farbenänderungen bei Veränderlichen, und zwar ganz allgemein, festgestellt; aber man hat gleich-

zeitig erkannt, daß es sich hier um Vorgänge handelt, die in der physikalischen Natur der Sterne selbst begründet liegen und für die kein interstellares dispergierendes Medium verantwortlich gemacht zu werden braucht.

In abgewandelter Form lebte dieser alte Gedanke schließlich noch einmal auf zu Beginn unseres Jahrhunderts. Das „Nordmann-Tikhoffsche Phänomen" hat viel von sich reden gemacht und die Gemüter lange bewegt. Da es uns im folgenden noch ausführlich beschäftigen wird, wollen wir uns hier mit seiner historischen Einreihung begnügen.

Um ein Jahrhundert weniger weit zurück in die Vergangenheit reicht eine sich ebenfalls bis in die jüngste Gegenwart hinein fortsetzende Gedankenreihe, welche eine ganz allgemeine Schwächung des Lichtes betrachtet, also Extinktion oder Absorption in dem Sinne, daß die Intensität stärker abnimmt als nur mit dem Quadrate der Entfernung; wobei zunächst nicht in Betracht kommt, ob diese Wirkung für alle Wellenlängen die gleiche ist oder nicht. In zwei kleinen Abhandlungen aus dem Jahre 1720 behandelte Halley*) die Frage nach der Unendlichkeit bzw. Endlichkeit der Anzahl der Fixsterne, die dann in den Spekulationen von Chéseaux[1]) und Olbers[2]) zuerst ihre Auswirkung in dem angedeuteten Sinne einer interstellaren Absorption des Lichtes fand. Das „Chéseaux-Olberssche Phänomen" beschreibt Olbers selbst mit den folgenden Worten (a. a. O. S. 113):

> „Sind wirklich im ganzen unendlichen Raum Sonnen vorhanden, sie mögen nun in ungefähr gleichen Abständen voneinander oder in Milchstraßensysteme verteilt sein, so wird ihre Menge unendlich, und da müßte der ganze Himmel ebenso hell sein, wie die Sonne. Denn jede Linie, die ich mir von unserem Auge gezogen denken kann, wird notwendig auf irgendeinen Fixstern treffen, und also müßte uns jeder Punkt am Himmel Fixsternlicht, also Sonnenlicht zusenden".

Aus diesen Überlegungen heraus kommt dann Olbers zu der bekannten und viel diskutierten Schlußfolgerung (a. a. O. S. 115):

> „Bei jener Folgerung aus der unendlichen Menge der Fixsterne haben wir vorausgesetzt, daß der Weltraum absolut durchsichtig sei, oder daß Licht, aus parallelen Strahlen bestehend, in jeder Entfernung vom strahlenden Körper ganz ungeschwächt bleibe. Diese absolute Durchsichtigkeit des Weltraumes ist nicht nur ganz unerwiesen, sondern auch ganz unwahrscheinlich."

---

*) Philosophical Transactions XXXI p. 22—26.

In der hier angedeuteten Form handelt es sich mehr oder weniger um ein philosophisches Problem, das uns nicht weiter beschäftigen soll; um so mehr als eine erschöpfende Behandlung der Frage vorliegt in der bekannten Arbeit Seeligers [28]). Auf den Boden des Chéseaux-Olbersschen Gedankens einer Absorption des Lichtes durch ein interstellares Medium sich stellend, hat indessen W. Struve [3]) Folgerungen für die Anzahl der dem Auge bzw. Fernrohr sichtbaren Sterne gezogen, die überleiten zu einem Hauptproblem der modernen Stellarastronomie: dem Zusammenhang zwischen der räumlichen Verteilung der Sterne und einer etwaigen Absorption des Lichtes. Struve kommt zu dem Schluß (a. a. O. S. 86):

> „... que l'intensité de la lumière décroît en plus grande proportion que la raison inverse des carrés des distances; ce qui veut dire qu'il existe une perte de lumière, une extinction, dans le passage de la lumière par l'espace céleste".

Wir werden unten Gelegenheit haben, die Richtigkeit dieser Schlußfolgerung zu prüfen, und fügen hier als historischen Abschluß nur noch an, daß diese Frage ihre vorläufig endgültige Klarstellung in theoretischer Hinsicht und eine quantitative Abschätzung in praktischer Beziehung in den Arbeiten Seeligers gefunden hat.

Nur um etwa 30 Jahre zurück liegen die Anfänge einer Untersuchungsmethode, welche für die praktische Prüfung der Frage nach dem Einfluß eines interstellaren Mediums auf das von den Sternen ausgesandte Licht von großer Bedeutung geworden ist. In einer Fußnote zu einem Aufsatze über die Unterschiede zwischen den photographischen und visuellen Helligkeiten der Sterne schrieb Kapteyn [6]) im Jahre 1895 (S. 155):

> „Du reste, la conclusion énoncée étant vérifiée, on pourrait peut-être trouver son explication en une absorption des rayons peu réfrangibles dans l'espace céleste."

Also selektive Absorption des Lichtes in ähnlichem Sinne wie in der Atmosphäre der Erde, wo man auch für die Extinktion wesentlich größere Korrektionen ansetzen muß, wenn es sich um Helligkeitsmessungen im photographischen Teile des Spektrums handelt, als wenn die auf das menschliche Auge wirksamen Strahlen in Betracht kommen. Erst im Jahre 1909 tauchten indessen wirkliche zahlenmäßige Untersuchungen auf, welche der Frage der selektiven Absorption speziell gewidmet waren (Kapteyn [27]), Tikhoff [33])) und in der Folge gewann der Farbenindex der Sterne immer mehr an Bedeutung.

Die historische Übersicht kann nicht abgeschlossen werden ohne einen kurzen Überblick über die Vorstellungen, welche man sich im Laufe der Entwicklung jeweils von der Natur des den Raum erfüllenden hypothetischen Mediums gemacht hat. Wie aus dem bisher Gesagten hervorgeht, ist die Frage nach den Veränderungen des Lichtes auf seinem Wege durch den interstellaren Raum unter verschiedenen Gesichtspunkten betrachtet worden. Bald ist von Dispersion die Rede, bald von allgemeiner oder selektiver Absorption oder Extinktion, daneben wohl auch von Diffusion („scattering of light"), und gelegentlich werden die verschiedenen Begriffe durcheinander geworfen. In den älteren Arbeiten wird fast durchgängig der „Äther" als Ursache der vermuteten oder als erwiesen betrachteten Absorptionswirkungen angesehen. Ihm wurden neben den sonstigen mehr oder weniger geheimnisvollen Eigenschaften auch Dispersion und Absorption der von den irdischen Medien her bekannten Art zugeschrieben. Daneben tauchte später die Vorstellung auf, daß die aus den äußersten Teilen der Sternatmosphären ständig wegdiffundierenden Gasmoleküle den ganzen interstellaren Raum mit einer wenn auch noch so geringen Dichte erfüllten. In diesem Falle sollte man es mit einem Medium zu tun haben, das mit unserer Erdatmosphäre verglichen werden könnte. Man wandte daher das Rayleighsche Gesetz an, demzufolge die Lichtzerstreuung proportional mit λ^{-4} geht. Trotzdem schon das nicht ganz unbedenklich erscheint, scheute man sich gelegentlich nicht, diesem Gesetze sogar noch eine Bedeutung beizulegen, als man mit „kosmischem Staub" als interstellarem Medium zu operieren begann, dabei ganz vergessend, daß bei dieser Wortbildung der Nachdruck nicht auf „Staub" gelegt werden darf. „Kosmischer" Staub besteht nicht wie irdischer aus Teilchen, deren Größe von der Ordnung der Wellenlängen des Lichtes angenommen werden darf; er kann sehr wohl faustdicke Splitter und häusergroße Blöcke umfassen, jedenfalls nach irdischen Begriffen eher Steine als Stäubchen. Für die Wirkungen solcher Medien auf das sie durchlaufende Licht haben wir aber keine irdischen Analoga.

Sehen wir für das Folgende vorerst von diesen kausalen und formalen Zusammenhängen ab, dann lassen sich aus dem gesamten vorliegenden Material drei Methoden herausschälen, die im Laufe der Zeit zur Untersuchung der Eigenschaften des interstellaren Raumes vorgeschlagen worden sind:

1. Newtons Gedanke führt in seiner allgemeinsten Erweiterung zu der Methode der Übermittelung ein und desselben kosmi-

schen Ereignisses durch Licht verschiedener Wellenlängen. Als solche kosmischen Ereignisse kommen in Betracht:

a) Helligkeitsänderungen Veränderlicher Sterne (Methode der monochromatischen Bilder).

b) Änderungen der Radialgeschwindigkeiten spektroskopischer Doppelsternsysteme (Methode der spektroskopischen Doppelsterne).

In jedem Falle bestehen die Beobachtungen in der Messung von Zeitdifferenzen, ergeben also etwaige Verschiedenheiten in der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes für verschiedene Wellenlängen, d. h. Werte für die Konstante der Dispersion des interstellaren Mediums.

2. Die Abhängigkeit der Farbenindizes von der Entfernung ergibt lediglich Anhaltspunkte für die Verschiedenheit der Intensitätsänderungen in verschiedenen Wellenlängenbereichen. Man erhält nur die Differenzen der Absorptionsbeträge für die betrachteten Wellenlängen.

3. Stellar-statistische Betrachtungen über die Anzahl der Sterne verschiedener Größenklassen und deren mittlere Entfernungen führen auf Zusammenhänge dieser beobachtbaren Größen mit den die Konstitution des Fixsternsystems bestimmenden Funktionen D, φ und ψ. Eine Trennung dieser drei Funktionen ist theoretisch zwar möglich, praktisch heute aber noch nicht durchführbar. Man kann daher auf diesem Wege vorerst nur zu Abschätzungen gelangen für die obere Grenze, welche die Absorption aller Wahrscheinlichkeit nach nicht überschreiten kann.

IV. Dispersion.

A. Die Methode der monochromatischen Bilder.

Wenn auch Nordmann[14]) zu Unrecht die Priorität für diese Methode für sich beansprucht, da sie schon früher von Tikhoff*) im Prinzip vorgeschlagen worden ist, so hat doch mit seinen Veröffentlichungen die Angelegenheit erst die allgemeine Aufmerksamkeit auf sich gezogen. Die instrumentelle Anordnung bleibt sein unbestrittenes Verdienst. Sie lief im wesentlichen darauf hinaus, daß in den Strahlengang eines Zöllnerschen Photometers Filter eingeschaltet werden konnten, die aus gefärbten, zwischen planparallelen Glasplatten sich

*) Memorie della Società degli Spettroscopiti Italiani. XXVII. 1898.

befindlichen Flüssigkeiten bestanden. Das rote Filter absorbierte alles Licht mit Wellenlängen kleiner als 0,59 μ, das blaue alle Wellen größer als 0,49 μ, während ein grünes Filter nur das zwischen diesen beiden Grenzen liegende Licht hindurchließ. Es wurde dann der Helligkeitsverlauf des Algol, und zwar speziell in der unmittelbaren Umgebung des Minimums, beobachtet, unter ständigem Wechsel der Filter. Aus den Beobachtungen im Lichte der einzelnen Filter ergaben sich verschiedene Zeiten des Minimums. Die ersten, durchaus ermutigenden Resultate bestanden in folgenden Phasenverschiebungen:

$$\left.\begin{array}{l}\text{Min.}\,(\lambda=0{,}68\,\mu)-\text{Min.}\,(\lambda=0{,}51\,\mu)=-\;\;9^m\\ \quad"\;\;(\lambda=0{,}68\,\mu)-\quad"\;\;(\lambda=0{,}43\,\mu)=-16^m\end{array}\right\}\pm 3^m$$

Die langwelligen Strahlen trafen also scheinbar früher ein als die kurzwelligen. Für den Stern λ Tauri ergab sich qualitativ das gleiche Resultat (40^m bis 60^m bei wesentlich geringerer Genauigkeit) und so schien Nordmann zu dem Schlusse berechtigt:

„En résumé, tout se passe comme si les rayons lumineux qui nous viennent des étoiles β Persée et λ Taureau subissaient dans les espaces célestes une dispersion dont le sens est le même que celle des milieux réfringents ordinaires, la valeur de cette dispersion étant d'ailleurs environ le triple pour λ Taureau de ce qu'elle est pour Algol."

Unmittelbar auf die beiden ersten Aufsätze Nordmanns folgte eine denselben Gegenstand behandelnde Arbeit Tikhoffs, ausführlich in den Pulkowaer Mitteilungen [19]), im Auszug in den CR [16]): Sie enthält einleitungsweise eine Reihe historischer Einzelheiten über das Problem neben einigen theoretischen Betrachtungen. Was speziell die hier in Frage stehende Methode anlangt, so wich sie insofern von der Nordmanns ganz wesentlich ab als sie rein photographisch war. Die Selektion der auf die Platte einwirkenden Strahlen geschah durch Gelatinefilter, die nach den Vorschlägen von Wallace angefertigt und einfach vor die Platte selbst gesetzt wurden. Die von Tikhoff zu seinen Untersuchungen benutzten Sterne waren die beiden Veränderlichen *RT* Persei und *W* Ursae majoris, die zahlenmäßigen Ergebnisse im gleichen Sinne wie bei Nordmann:

$$\begin{array}{ll}RT\ \text{Persei:} & \text{Min.}\,(\lambda=0{,}56\,\mu)\;-\text{Min.}\,(\lambda=0{,}43\,\mu)=-\;\;4^m\\ W\ \text{Urs. maj.:} & \quad"\;\;(\lambda=0{,}625\,\mu)-\quad"\;\;(\lambda=0{,}38\,\mu)=-10^m\end{array}$$

Trotzdem sich damit die Nordmannsche Entdeckung einer Dispersion des Lichtes zu bestätigen schien und beide Beobachter von der Brauch-

barkeit der von ihnen zur Beobachtung vorgeschlagenen Methoden voll überzeugt waren, findet sich bei Tikhoff doch schon die skeptische Bemerkung [19]) (S. 176):

„La méthode des filtres sélecteurs est très commode pour la recherche de la dispersion. Elle se complique cependant par ce fait que plusieurs éléments des variables changent avec le passage d'une partie du spectre dans une autre."

Dies ist in der Tat der Punkt, an dem die Kritik einsetzte, die in Lebedew ihren energischsten Vertreter fand. Angeregt durch Lebedews Einwände [18]) untersuchte Nordmann [20]) selbst die Einflüsse, welche Gezeiten- und andere Erscheinungen in den Sternatmosphären auf die Gestalt der Lichtkurve ausüben können. Er fand, daß diese von ähnlicher Art seien wie die durch eine interstellare Dispersion hervorgebrachten Phasenverschiebungen, glaubte aber, die verschiedenen Effekte trennen zu können durch die Feststellung:

„Le décalage ainsi produit (d. i. durch Dispersion) entre les deux courbes de lumière correspondantes commence et cesse brusquement avec la variation lumineuse; au contraire le décalage que peuvent produire les autres causes invoquées dans le système même de l'étoile décroît progressivement de part et d'autre du minimum pour s'annuler au début et à la fin de la variation lumineuse."

Nicht geringere Beachtung verdienen die Bedenken, welche Lebedew gegen die Größe der gefundenen Dispersionswerte erhob. Einerseits folgte aus dem Vergleich von Nordmanns Resultat für Algol und Tikhoffs Angaben für *RT* Persei (das sind die beiden einzigen der oben angeführten Sterne, für welche damals gemessene Werte der Parallaxen vorlagen), daß, auf dieselbe Wellenlängendifferenz bezogen, die Phasenverschiebungen im Verhältnis 11 : 4 standen. Die Entfernungen, denen die Dispersion ja direkt proportional sein müßte, betrugen nach den damaligen Erfahrungen bezüglich 60 und 740 Lichtjahre; ihr Verhältnis wäre also 3 : 37. Aus den Nordmannschen Zahlen folgte demnach eine $(11/4) \cdot (37/3) = 34$ mal so große „Dispersionskonstante des Äthers" als aus denen Tikhoffs, so daß Lebedew mit einiger Berechtigung sagen konnte [23]):

„Il est évident qu'une méthode de mesure qui donne pour la même constante physique des valeurs ainsi différentes doit être fausse en principe".

Selbst wenn man mit Heyl [31]) dieses radikale Verdammungsurteil des ganzen Beobachtungsprinzips mit Rücksicht auf die Ungenauigkeit

der zugrundegelegten Parallaxen als zu weit gehend ansehen will, so hat doch die Folgezeit Lebedew recht gegeben. In seiner letzten zusammenfassenden Arbeit hielt Nordmann[25]) zwar noch an seiner Methode fest, drückte sich aber doch schon wesentlich vorsichtiger aus als früher (S. 27):

„Nous sommes d'accord, d'ailleurs, M. Tikhoff et moi, pour considérer comme seulement probables, même au point de vue qualitatif, les résultats précédents.“

Da mit dieser Arbeit die Reihe der Veröffentlichungen Nordmanns über diesen Gegenstand abbricht, darf man wohl den Schluß ziehen, daß entweder N. selbst keine weiteren Beobachtungen angestellt hat — was immerhin etwas merkwürdig wäre bei dem Vertrauen, das er nach allem noch in seine Methode setzte — oder aber, daß seine späteren Erfahrungen nicht mehr der Stütze der früher gemachten Feststellung zu dienen geeignet waren: „Les premiers résultats ... sont positifs et présentent une concordance qualitative encourageante“.

Ein Gleiches gilt von Tikhoff. Auch er scheint bald von der ursprünglichen Art der Verwendung der „filtres sélecteurs“ abgekommen zu sein, trotz seiner Zurückweisung der Kritik Lebedews. In der Folge wandte er sich einer neuen Methode zu, dem Studium der Farbenindizes der Sterne, die uns im nächsten Kapitel beschäftigen werden; von einer Dispersion im Sinne seiner früheren Ausführungen ist später nicht mehr die Rede. Vielleicht wirkte hier mitbestimmend ein das negative Resultat, das Beljawsky[44]) bei einer Untersuchung des Veränderlichen *RZ* Cassiopejae nach der Methode Tikhoffs erhalten hatte. Hier ergab sich nämlich ein scheinbares Voraneilen der blauen Strahlen gegenüber den roten, woraus auf Dispersion im umgekehrten Sinne als gewöhnlich geschlossen werden müßte, wenn man es nicht, wie eigentlich selbstverständlich, vorzöge, die beobachtete Erscheinung anderen Ursachen zur Last zu legen. In der Tat sprechen denn auch Beljawsky sowohl als Hnatek[43]) (dem man die Angabe einer im Prinzip recht guten Methode zum spektralphotometrischen Studium der Veränderlichen verdankt) nur mehr von dem „Nordmann-Tikhoffschen Phänomen“, und das ist auch der Name, der der Erscheinung geblieben ist; der Nachweis einer Dispersion des Lichtes durch die Methode der monochromatischen Bilder mußte als nicht geglückt betrachtet werden.

Wenn es überhaupt nach dem allen noch einer Entscheidung der Frage bedurfte, so ist diese schließlich noch erbracht worden durch

die Untersuchungen Shapleys[73]) der Lichtkurven von Veränderlichen in Sternhaufen im Jahre 1917 mit blau- und gelb-empfindlichen Platten, deren Empfindlichkeitsmaxima bei 0,45 μ und 0,55 μ lagen. Im Mittel fand Shapley für das scheinbare Voraneilen der roten Strahlen gegenüber den blauen den Wert $1{,}44^m \pm 5{,}32^m$. Mit Rücksicht auf die durch den mittleren Fehler gegebene Unsicherheit dieses Resultates muß die Frage nach dem Vorhandensein einer Dispersion von merklichem Betrage verneint werden. Shapley selbst sagt:

„... radiations which differ in wave length by about twenty percent, and in amplitude as well, can travel through space for 40000 years without losing more than one or two minutes with respect to each other, if indeed there is any difference whatever".

Die absolute Richtigkeit der Entfernungsangabe ist in diesem Falle nur von untergeordneter Bedeutung; denn selbst wenn man die Angabe Shapleys etwa hundertfach verkleinert, bleibt die Behauptung, daß keine Differenz in den Ankunftszeiten der blauen und roten Wellen vorhanden ist, noch innerhalb $1:10^8$ richtig.

B. Die Methode der spektroskopischen Doppelsterne.

Der einzige Stern, auf den diese Methode in großem Maßstabe anzuwenden versucht worden ist, mit zunächst scheinbar positivem Ergebnis, ist β Aurigae. Belopolsky[13]) fand im Jahre 1905 eine Verspätung der blauen Strahlen gegenüber den roten, abgeleitet aus dem gesamten bis 1904 vorliegenden Material an Radialgeschwindigkeiten, von 18^m, entsprechend einem Unterschied in den Wellenlängen von nur 0,055 μ. Tikhoff[19]) nahm alle bis 1907 hinzugekommenen Beobachtungen mit und erhielt für die geraden und ungeraden Konjunktionen getrennt die Werte $5{,}5^m \pm 12{,}5^m$ bzw. $21{,}2^m \pm 12{,}6^m$. Schließlich behandelte Belopolsky[26]) die Frage noch einmal und fand als endgültigen Wert für die Phasenverschiebung $26^m \pm 5^m$. Trotz des richtig herausgekommenen Sinnes der Verschiebung der Geschwindigkeitskurven hat das Resultat und die ganze Methode noch weniger der Kritik standhalten können als die Methode der monochromatischen Bilder. Für uns, die wir das Stadium überwunden haben, wo man unbedenklich jede Verschiebung der Spektrallinien als Dopplereffekt deuten zu dürfen glaubte, bedarf es darüber kaum mehr einer Diskussion. Ein Ergebnis, das gewonnen wurde durch Kombination von Linien verschiedener Wellenbereiche, die nicht einmal ein und demselben Element angehören, ist von vornherein von fragwürdiger Be-

deutung. Nach Lebedews Kritik ist denn auch von keiner Seite mehr auf diese Methode zurückgekommen worden.

Lediglich der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß auch versucht worden ist, die Unterschiede zwischen den photometrischen und den spektroskopischen Befunden bei ein und demselben Veränderlichen im Sinne einer Dispersion aufzufassen. Bei einer Reihe von spektroskopischen Doppelsternen, bei denen infolge gegenseitiger Verfinsterung der Komponenten auch ein Lichtwechsel stattfindet, zeigte sich nämlich, daß das Lichtminimum nicht genau mit dem Zeitpunkt der spektroskopischen Konjunktion zusammenfiel, sondern systematisch davon abwich. Da die Elemente des Lichtwechsels im allgemeinen visuell bestimmt, die spektroskopischen Elemente dagegen aus Linien im photographischen Teile des Spektrums abgeleitet wurden, so konnte an Unterschiede in den Ankunftszeiten der Lichtstrahlen verschiedener Wellenlängen gedacht werden. Indessen waren teilweise die in Frage kommenden Zeitunterschiede so außerordentlich groß (mehrere Stunden!), andererseits die Resultate im einzelnen so widersprechend, daß diese Erklärung kaum ernstlich festen Fuß fassen konnte. Man hat inzwischen auch genug andere Ursachen für die beobachteten Erscheinungen gefunden, denen größere Wahrscheinlichkeit zukommt und die vollkommen ausreichende Erklärungen liefern.

C. Zusammenhang zwischen Dispersion und Absorption.

Der schwerwiegendste Einwand, der von Anfang an gegen die Zulässigkeit der Deutung des Nordmann-Tikhoffschen Phänomens als Dispersion des Lichtes im interstellaren Raume gemacht wurde, ist der, daß man entweder auf ganz unmöglich hohe Absorptionsbeträge kommt, wenn anders man dem den Raum erfüllenden Medium Eigenschaften zuschreibt analog denjenigen der bekannten irdischen dispergierenden Medien; oder aber, daß man dem „Äther" eine unbekannte Eigenschaft mehr beilegen müßte, nämlich die, Licht zwar zu zerstreuen, aber nicht auch gleichzeitig zu absorbieren. Was die erste Alternative anlangt, so ist der Übergang von der Dispersion zur Absorption leicht zu vollziehen. Es ist nur noch eine kleine Bemerkung vorauszuschicken, deren Begründung man bei Tikhoff[19]) oder in einem Lehrbuch über theoretische Optik nachsehen möge. Die in A. und B. angegebenen Zeitunterschiede beziehen sich auf Wellengruppen. Um für einfache Wellen zu gelten, müssen diese Zahlen in unserem Falle mit 3 dividiert werden, sodaß wir zusammenfassend folgende Werte für die positiv ausgefallenen Versuche anzusetzen hätten:

β Persei . . .	$\Delta t = 4^m$ für	$\Delta\lambda = 0,23\,\mu$	Nordmann
λ Tauri . . .	10 „	0,23	„
RT Persei . .	1 „	0,13	Tikhoff
W Urs. maj. .	3 „	0,24	„
β Aurigae . .	9 „	0,05	Belopolsky
„ . . .	2 „	0,05	Tikhoff
„ . . .	7 „	0,05	„

Wird die Entfernung in Lichtjahren gemessen (r), dann entsprechen den Werten Δt die Unterschiede Δc der jeweiligen Lichtgeschwindigkeiten:

$$\Delta c = c \cdot \frac{\Delta t}{r} \frac{1}{0{,}525 \cdot 10^6} \quad .$$

Dabei ist Δt in Minuten gemessen und $0{,}525 \cdot 10^6$ ist die Anzahl der Minuten im Jahr. Da es uns hier nur auf die Größenordnung ankommt, setzen wir als Mittelwert aus den oben angeführten Zahlen an:

$$\Delta t = 4^m \text{ entsprechend } \Delta\lambda = 0{,}15\,\mu \text{ und } r = 100 \text{ L.-J.}$$

und finden den zugehörigen Wert:

$$\Delta c = 3 \cdot 10^8 \cdot 4 \cdot 10^{-2} \cdot 1{,}905 \cdot 10^{-6} = 23 \text{ m/sec}$$

Belopolsky[26]) hat für einige der bekanntesten und möglicherweise als interstellare Medien in Betracht kommenden Gase die Unterschiede der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Wellen mit $\lambda = 0{,}67\,\mu$ und $\lambda = 0{,}53\,\mu$ (also $\Delta\lambda = 0{,}14\,\mu$) zusammengestellt, und zwar für einen Zustand, der durch die Temperatur 0^0 und den Druck 760 mm charakterisiert ist (S. 141). Diese Zahlen, zusammen mit den entsprechenden Werten der Dichten sind:

	Δc	Dichte
Wasserstoff . . .	380 m/sec	0,0685
Luft	600 „	1,0000
Kohlensäure . . .	911 „	1,526
Cyan	2826 „	1,818

Die oben gefundene durchschnittliche Dispersion entspräche demnach einer Dichte von etwa $^1/_{20}$ des Wasserstoffs, wenn wir überhaupt eine Übertragung der Laboratoriumsergebnisse auf die so ganz anderen Verhältnisse im interstellaren Raume zulassen. Wenn aber in dieser Beziehung durchaus Vergleichbarkeit vorhanden ist mit irdischen Medien, so ist es nur berechtigt, diese Analogie auch auszudehnen auf den Zusammenhang zwischen Dispersion und Absorption, wie er ganz allgemein sonst besteht. Lebedew[29]) bezieht sich auf eine Arbeit von Planck (Sitz.-Ber. Berlin, 1904, S. 748), derzufolge die Intensität von

dem ursprünglichen Betrage i abnimmt auf den Wert i/e, wenn das Licht eine Strecke von der Länge 10^8 cm in Wasserstoff von 0^0 und 760 mm durchläuft. Für unser interstellares Medium wäre die entsprechende Strecke etwa $2 \cdot 10^9$ cm, welche, verglichen mit der Entfernung der Sonne ($1{,}5 \cdot 10^{13}$ cm) oder gar der der nächsten Fixsterne ($4 \cdot 10^{18}$ cm), die Stärke der Argumentierung Lebedews erkennen läßt (S. 102):

„But through such a medium no appreciable fraction of the light of the sun or of the stars could in any way reach the earth."

Man hat, wie schon oben betont, die Wahl, entweder dem Äther Eigenschaften zuzuschreiben, für die wir sonst kein Analogon haben, und durch die man sich in Gegensatz bringt zur ganzen elektromagnetischen Lichttheorie, oder aber auf die Erklärung der beobachteten Erscheinungen als Dispersion durch ein interstellares Medium zu verzichten. Da es keinerlei Schwierigkeiten bereitet, andere Erklärungen zu geben, soferne man überhaupt von verbürgten Tatsachen reden kann, so erscheint die zu treffende Wahl eindeutig. Es gibt keine Dispersion im interstellaren Raume von für uns meßbarem Betrage und es lassen sich von dieser Seite her keine Anhaltspunkte gewinnen für das etwaige Vorhandensein einer Absorption.

V. Selektive Absorption.

Die Einführung photographischer Methoden in die Astronomie erwies sich vor allem fruchtbar in der Photometrie der Gestirne. Aber der Weg zur Vervollkommnung der Methoden führte gar manchmal in die Irre und es bedurfte vieler Untersuchungen, vor allem der mannigfachen systematischen Fehlerquellen, um die photographische Photometrie zu dem unentbehrlichen Hilfsmittel der praktischen Astronomie zu machen, das sie heute ist. In manchen Erscheinungen glaubte man anfangs kosmische Effekte erkennen zu dürfen oder zu müssen und knüpfte daran, je nach der persönlichen mehr oder weniger kritischen Einstellung, Betrachtungen, deren Unhaltbarkeit die Folgezeit nur zu oft erwies. In hohem Maße gilt dies von den verschiedentlich unternommenen Versuchen, aus gewissen Erkenntnissen photographisch-photometrischer Natur Schlüsse zu ziehen auf eine etwaige selektive interstellare Extinktion des Lichtes, welche infolge ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge Intensitätsmessungen im visuellen Bereiche des Sternspektrums anders beeinflussen muß als solche im photographischen Teile.

Oben wurde schon einer Bemerkung Kapteyns[6]) gedacht, welche historisch die erste zu sein scheint und aus der eine Reihe von Diskussionen über das sogenannte „Kapteynsche Phänomen" erwachsen sind. Es handelte sich dabei um die Erscheinung, daß die Unterschiede zwischen den photographischen und visuellen Größen der Sterne, wie sie bei der Bearbeitung der photographischen Himmelskarte auftraten, also das, was wir heute als Farbenindex zu bezeichnen pflegen, nicht überall am Himmel von der gleichen Größe waren. Kapteyn glaubte eine ausgesprochene Abhängigkeit von der galaktischen Breite feststellen zu können und zog daraus den Schluß (a. a. O. S. 155).

> „La lumière des étoiles dans la voie lactée, ou dans son voisinage, est plus riche en rayons actiniques que la lumière des étoiles du même type spectral situées dans des latitudes galactiques considérables."

Die durch Kapteyn aufgeworfene Frage wurde auf seine Veranlassung von de Sitter[9]) zum Gegenstand einer eingehenden Untersuchung gemacht, die wesentlich kompliziertere Verhältnisse zutage förderte, wie sie in dem folgenden Zitate zum Ausdruck kommen (S. 118/119):

> „It follows from the preceding discussions that the large differences between the values of Δ (das sind die Unterschiede der Durchmesser der Sternscheibchen auf der Platte für Sterne gleicher visueller Helligkeiten) found for the different areas, are real and are due to a want of homogeneity in the average colour of the stars of the galactic areas, the colour of the polar areas being practically homogeneous. Whether this variation of the average colour, as we proceed along the milky way, has any relation to the general structure of the galaxy, whether it is caused by real differences in the relative intensity of the different parts of the spectrum, or by a general absorption in one part of the spectrum, whether the stars having the same relative intensity of spectrum are really clustered together in space, or whether the effect is due to selective absorption by intervening cosmical clouds or nebulous masses, these are questions that can be put, but not yet answered."

Wie aus diesen Worten hervorgeht, sind eine ganze Reihe von Möglichkeiten denkbar, welche das Zustandekommen einer Erscheinung wie das Kapteynsche Phänomen begünstigen; selektive Absorption dürfte nicht gerade als die wichtigste zu betrachten sein. In der Tat hat man später immer mehr die Erklärung in wirklichen Eigentümlichkeiten der Sterne selbst und ihrer räumlichen Anordnung im Stern-

system gefunden. Als typisch für diese neuere und sicher zutreffendere Einstellung mögen ein paar Sätze aus Schwarzschilds Göttinger Aktinometrie*) hier Platz finden (Teil B, S. 35):

„Das Kapteynsche Phänomen, wonach die Sterne in der Milchstraße durchschnittlich aktinischer sein sollen. als außerhalb derselben, tritt für die Sterne zwischen $4^M,5$ und $7^M,0$ in einem Betrage von $0^M,2$ auf.

Es existiert indessen bei unseren Sternen kein Kapteynsches Phänomen in dem Sinne, daß Sterne von ein und demselben Spektraltypus in der Milchstraße aktinischer seien als außerhalb derselben...

Das festgestellte Kapteynsche Phänomen ist offenbar identisch mit dem Pickeringschen Phänomen, wonach die Milchstraße relativ reicher an Sternen vom I. Spektraltypus ist".

Man mag sich zu der Realität des Kapteynschen Phänomens stellen wie man will, jedenfalls besteht keine Veranlassung, daraus auf das Vorhandensein einer interstellaren selektiven Absorption zu schließen. Vor allem aber bietet die Erscheinung keinerlei Anhaltspunkte für numerische Abschätzungen. Dazu müssen Wege eingeschlagen werden, die wir unten aufzuzeigen unternehmen wollen. Zuvor aber ist noch einiger Untersuchungen zu gedenken, die sich, wie wir heute wissen, auch in eine Sackgasse verirrt haben. Es sind dies die Spekulationen, welche an das Schwarzschildsche Schwärzungsgesetz geknüpft wurden.

In den Anfangsstadien der photographischen Photometrie hatte man geglaubt, die Wirkung des Lichtes auf die photographische Platte der auffallenden Intensität i sowohl als der Expositionszeit t direkt proportional setzen zu dürfen. Ein und dieselbe, durch einen bestimmten Wert des Produktes $i \cdot t$ charakterisierte Wirkung (Schwärzung oder Durchmesser der Sternscheibchen) sollte demnach ebensowohl durch Variation von i wie von t erzielt werden können. Man mußte indessen gar bald erkennen, daß dieses einfache „Reziprozitätsgesetz" in der Praxis keineswegs erfüllt war. Schwarzschilds Verdienst war es, durch umfangreiche Untersuchungen gezeigt zu haben**), daß nicht das Produkt $i \cdot t$ die charakteristische Konstante ist, sondern $i \cdot t^p$, wo p ein echter Bruch ist, dessen Wert von verschiedenen Umständen abhängt. Obwohl Schwarzschild selbst und die meisten Astronomen mit ihm wohl nicht einen Augenblick im Zweifel waren,

*) Astronomische Mitteilungen der Königlichen Sternwarte zu Göttingen. 14. Teil. 1910.

**) Publ. der v. Kuffnerschen Sternwarte in Wien. V. Band. 1897 und 1900.

daß die Abweichungen dieses Schwärzungsgesetzes vom einfachen Reziprozitätsgesetz lediglich in den Eigentümlichkeiten der photographischen Platte zu suchen seien, hat es doch nicht an Stimmen gefehlt, die in dem Verhalten des Exponenten p kosmische Ursachen sich auswirken lassen wollten und daraus Schlüsse auf das Vorhandensein einer interstellaren selektiven Absorption ziehen zu dürfen glaubten. Hierher gehören namentlich die Untersuchungen Tikhoffs[33], [34], [35], [47], [54] und der größte Teil der Ausführungen Turners[24], [37]. Letzterer sah als Argument für „scattering of light by small particles in space" an[24] (S. 61):

„The fact that when photographic exposure is prolonged in a ratio which ought to give stars fainter by five magnitudes, we only get four visual magnitudes".

Mit anderen Worten: wenn bei einer gewissen Expositionszeit t_1 die Sterne der visuellen Größe m_1 ($\log i_1 = -0{,}4\, m_1$) auf der Platte eine gewisse Wirkung hervorbringen, so wird diese selbe Wirkung bei einer Vergrößerung der Expositionszeit auf das Hundertfache ($t_2 = (i_1/i_2) \cdot t_1$ und $\log (i_1/i_2)) = +0{,}4 \cdot 5$) nicht erzielt von den Sternen der visuellen Größe $m_2 = m_1 + 5$, sondern von den um eine Größe helleren, $m_2' = m_1 + 4$. Im Sinne Schwarzschilds heißt das, daß der Exponent p nicht den Wert 1 hat, sondern

$$p = \frac{\log i_1 - \log i_2}{\log t_2 - \log t_1} = \frac{-0{,}4\,(m_1 - m_2')}{\log 100} = \frac{+0{,}4 \cdot 4}{2{,}00} = 0{,}80$$

Oder aber: wenn für die Sterne von der visuellen Größe m_1 Gleichheit der photographischen und visuellen Helligkeiten angenommen wird, so sind die Sterne von der visuellen Größe $m_1 + 4$ photographisch um eine ganze Größe schwächer. Gleiche absolute Helligkeit vorausgesetzt, befinden sich die scheinbar schwächeren Sterne in größerer Entfernung und das Licht würde demnach auf dem längeren Wege, den es von diesen Sternen bis zu uns zurückzulegen hat, im photographischen Teile stärker geschwächt als im visuellen. Diese Deutung, welche Turner dem Phänomen gab, blieb schon seinerzeit nicht unwidersprochen; und heute dürfte wohl niemand mehr ernstlich die Behauptung aufzustellen wagen, daß den Abweichungen vom einfachen Reziprozitätsgesetz kosmische Ursachen zugrunde liegen.

Aber selbst die in gleicher Richtung sich bewegenden, nur mit größerer Vorsicht durchgeführten Untersuchungen Tikhoffs haben der Kritik schließlich doch auch nicht standhalten können. Tikhoff bestimmte unter Zugrundelegung des Schwarzschildschen Schwärzungs-

gesetzes die Helligkeiten der Plejadensterne mit Vorschaltung seiner an früherer Stelle schon erwähnten „filtres sélecteurs". Der Exponent p wurde jeweils aus der Beziehung:

$$p = \frac{\log i_1 - \log i_2}{\log t_2 - \log t_1} = \frac{0{,}4\,(m_2 - m_1)}{\log (t_2/t_1)}$$

abgeleitet, wo i_1 und i_2 die visuellen Intensitäten zweier Sterne sind, die, bei möglichst verschiedenen Expositionszeiten, die gleiche Schwärzung auf der Platte hervorbringen. Bei gleichen Werten von (t_2/t_1) wird der Wert von p um so größer ausfallen, je größer die Intensitätsunterschiede der betreffenden Sterne sind. Insbesondere wird man verschiedene Werte für p erhalten müssen bei Aufnahmen mit Filtern, wenn die Intensitätsverhältnisse der Sterne in verschiedenen Teilen des Spektrums nicht dieselben sind. Bei Sternen von verschiedenem Spektraltypus sind solche Unterschiede selbstverständlich vorhanden, so daß man also, wenn man andere Effekte untersuchen will, vor allem nur Sterne von ein und demselben Typus betrachten darf. Tikhoff[34]) fand in der Tat Resultate, welche den gehegten Erwartungen entsprachen, nämlich:

$$p = 0{,}79 \pm 0{,}01 \text{ ohne Filter}$$
$$0{,}97 \pm 0{,}15 \text{ mit } „$$

Es hatte also den Anschein, als ob im visuellen Teile des Spektrums das einfache Reziprozitätsgesetz sehr nahe erfüllt wäre ($p = 1{,}00$), der Wert von p mit der Wellenlänge des Lichtes abnähme. Zwar ließ Tikhoff im Prinzip die Möglichkeit einer Erklärung dieser Erscheinung durch bloße Eigentümlichkeiten der photographischen Platte zu (S. 38):

> „Il faut donc admettre ou bien que la plaque photographique change ses propriétés par la sensibilisation aux rayons optiques, ou bien que la différence des éclats photographiques des étoiles du même type spectral est en général plus grande que celle des éclats optiques".

Aber er neigte doch mehr zu der Anschauung, daß es sich wirklich um kosmische Ursachen handelte (S. 40):

> „On a donc des raisons graves d'admettre l'absorption sélective ou la diffusion de la lumière ou toutes les deux ensemble dans toute l'étendue de l'espace interstellaire".

Mit großer Ausdauer bemühte sich Tikhoff in der Folge, durch weitere Aufnahmen der Plejaden diese seine Ansicht zu erhärten. Und so überzeugt war er von der Brauchbarkeit seiner Methode, so voll

Vertrauen in die Zuverlässigkeit und Unbestechlichkeit der photographischen Platte, daß er sogar versuchte, eine Entscheidung herbeizuführen, ob es sich bei dem als feststehend angesehenen kosmischen Effekt um „Diffusion" nach dem Rayleighschen Gesetz oder um selektive Absorption nach irgendwelchen anderen Gesetzen handelte [54]. Sicher war es wertvolle Arbeit, die hier geleistet wurde, weniger aber, weil sie den Beweis erbracht hätte von der Existenz einer interstellaren Extinktion des Lichtes, als vielmehr, weil sie dazu beitrug, die Eigenheiten des photographischen Prozesses zu erforschen und damit die Grundlagen der photographischen Photometrie zu festigen.

In der ersten Kritik, die Tikhoffs und Turners Ausdeutung des Exponenten p fand, führte Parkhurst [30]) bereits mit großem Gewichte den Nachweis, daß nicht kosmische Ursachen es wären, welche die Variabilität von p bedingten, da diese Größe für ein und dieselben Sterne durchaus keine Konstante wäre, sondern abhinge von

1. der Dichtigkeit der Bilder,
2. der Plattensorte,
3. dem Lichtfilter.

Die Gegenüberstellung der von Parkhurst unter verschiedenen Bedingungen gefundenen Werten für p und der oben angegebenen Zahlen Tikhoffs ergab das folgende Bild:

	Tikhoff	Parkhurst
Gewöhnliche Platte	0,79	0,88
Sensibilisierte Platte mit Filter	0,97	0,81
Iso-Platte ohne Filter . . .	—	0,84

Während bei Tikhoff also der Wert von p für die Aufnahmen im visuellen Bereiche sich der 1 näherte, war er bei Parkhurst sogar noch etwas kleiner als für die Aufnahmen im photographischen Teil. Nach sorgfältiger Diskussion des gesamten Materials kam Parkhurst schließlich zu der Feststellung (S. 38):

„. . . that the contradiction between our results and those of Tikhoff can be traced back to the relative size of the images of the bright and faint stars, on plates from different makers taken with and without filter."

Zu ganz ähnlichen Feststellungen kam Ives [41]) auf Grund ausgiebiger Laboratoriumsversuche über den Einfluß des Entwicklungsprozesses auf die entstehenden Bilder. Er konnte zeigen, daß die photographischen Platten sich ganz verschiedenartig verhielten. Bei den einen entwickelten sich die durch Rotfilter hindurch aufgenommenen Bilder rascher als die durch Blaufilter photographierten (isochromatic

plates), bei anderen trat die umgekehrte Erscheinung auf (bathed plates). Auf Sternphotometrierung übertragen heißt das, daß im ersten Falle die „roten" Sterne zu schwach gemessen würden gegenüber den „blauen" (wobei rot und blau sich ebenso auf verschiedene Sterne — *M* bzw. *B*-Sterne — wie auf Filteraufnahmen ein und desselben Sternes beziehen kann), und das wäre ein Analogon zu dem „Purkinje-Effekt" der visuellen Photometrie. Der zweite Fall verdiente demgegenüber die Bezeichnung als „Umgekehrter Purkinje-Effekt". Seine Wirkung auf Beobachtungen wie die von Tikhoff angestellten läßt sich mit Ives so beschreiben (S. 164):

„... the decrease in density (Schwärzung) corresponding to a drop of five magnitudes in the red was given by a drop of just over four magnitudes in the blue. Therefore, if such plates, exposed through red and blue glasses for such times as would give the same density for first-magnitude stars, were examined for the apparent magnitudes of fainter stars, a difference of a whole magnitude would be found by the time the fifth magnitude was reached. This is a difference which should be plainly evident on inspecting the negatives, as Tikhoff says was the case with his photographs".

Man kann nun aber die an dem Exponenten p beobachteten Eigentümlichkeiten auch noch anders interpretieren und damit den Übergang vollziehen zu den Farbenindizes der Sterne, welche heute allein noch als Basis für Untersuchungen über selektive Absorption benutzt werden. Wenn mit abnehmender scheinbarer Helligkeit, d. h. ceteris paribus mit zunehmender Entfernung, die photographisch gemessenen Helligkeiten in wachsendem Maße geringer erscheinen als die visuellen, so heißt das, daß die Farbenindizes mit der Entfernung scheinbar größer werden, die Sterne also mit zunehmender Entfernung sich mehr und mehr rötlich zu färben scheinen. Tikhoff[54]) hat in der Tat seinen Ergebnissen zuletzt diese Wendung gegeben mit den aus den Plejadenmessungen gezogenen Schlüssen (Résumé p. 11):

„Avec l'affaiblissement général le nombre relatif des étoiles orangées augmente ... Le nombre relatif des étoiles orangées est plus grand dans les quadrants ou il y a moins de nébuleuses."

Der Sinn dieser Ausführungen ist offenbar der, daß die schwachen Sterne, welche jenseits der Plejaden, in größeren Entfernungen als diese selbst, stehen, uns von den Nebelpartien teilweise verdeckt werden, während sie in den von Nebeln freien Gebieten als rötlich gefärbte Sterne erscheinen müssen infolge des Verlustes an kurzwelligen Strah-

len auf dem längeren Wege, den das Licht gegenüber den eigentlichen Plejadensternen bis zu uns zurückzulegen hat.

Selbstverständlich ändert diese andere Interpretation der im Prinzip nach der gleichen Methode wie die früheren gewonnenen Ergebnisse nichts an deren Fragwürdigkeit. Dies wird vor allem klar im Hinblick auf eine vor noch nicht langer Zeit erschienene gründliche Untersuchung der photographischen Prozesse von Ross[71]), die in gewissem Sinne die oben zitierte Arbeit Ives weiterführt. Mit großem Aufwand an Hilfsmitteln und Sorgfalt erbringt Ross erneut den Nachweis von der „Subjektivität" der photographischen Platte bei der Photometrierung von Sternen verschiedener Helligkeit und Farbe und bestätigt vor allem die oben als „Umgekehrter Purkinje-Effekt" bezeichnete Erscheinung:

„It would appear to be true from these considerations that for faint stars the short wave-lenghts are comparatively without effect, leading to a classification of faint stars as redder than they actually are".

Ein mit Zahlen durchgerechnetes Beispiel, das den Beobachtungsbedingungen Tikhoffs vergleichbar ist, führt auf Größenordnungen der systematischen Verfälschungen der photographischen Helligkeiten, d. h. also der Farbenindizes, von Zehntel-Größenklassen.

Mit diesen Feststellungen ist vorerst auch allen jenen Spekulationen der Boden entzogen, welche an die Grenzgrößen der bei photographischen Aufnahmen von langer Dauer auf den Platten gerade noch erhaltenen Sterne geknüpft worden sind. Es wird erst einer sehr viel sorgfältigeren Untersuchung des Verhaltens der lichtempfindlichen Schicht bei der Exposition sowohl als besonders auch bei dem nachfolgenden Entwicklungsprozeß bedürfen, als sie bisher gemeinhin geübt worden ist, bevor daraus so wichtige Schlüsse auf Effekte von so geringer Größe, wie die selektive Absorption es nach allen Erfahrungen nur sein kann, gezogen werden können. Jedenfalls ersieht man aus dem Gesagten, daß in ganz anderer Weise vorgegangen werden muß, will anders man überhaupt zu Resultaten gelangen, die nicht von vorneherein illusorisch sind. Und man stellt mit einiger Verwunderung fest, daß man überhaupt, ohne die Ergebnisse ausgedehnter Laboratoriumsversuche abzuwarten, eine kosmische Deutung der Erscheinungen versucht hat, die sich nun als unhaltbar herausstellt. Nicht versäumen möchten wir, bei dieser Gelegenheit hinzuweisen auf die Ausführungen, die sich in einer Arbeit Seeligers[39]) vorfinden, wo er im Anschluß an seine Betrachtungen über das Sternsystem Stellung nimmt zu den

verschiedenen Versuchen der Bestimmung einer selektiven Absorption des Lichtes (S. 48 ff.).

Je mehr man sich mit den Farbenindizes der Sterne befaßte, desto deutlicher zeigte sich, daß sie von den verschiedensten und zum Teil rein instrumentellen Faktoren abhängen. Sie sind in erster Linie eine Funktion des Spektraltypus und mit diesem sehr stark veränderlich, sodaß alle weitergehenden Untersuchungen zunächst eine sorgfältige Bestimmung des Spektraltypus voraussetzen. In den Schwierigkeiten der photometrischen Meßmethoden, der visuellen ebenso gut wie der photographischen, liegt es begründet, daß die Farbenindizes im allgemeinen auch noch von der scheinbaren Helligkeit der Sterne sich beeinflußt zeigen, welcher systematische Fehler um so wichtiger auszumerzen ist, als die Entfernung der Sterne bis zu einem gewissen Grade eine Funktion ihrer scheinbaren Größe ist, sodaß unter Umständen als Wirkung der Entfernung angesehen wird, was in Wirklichkeit nur Fehler der angenommenen Größenskalen sind. Von nicht minder großer Wichtigkeit ist die Tatsache, daß wir innerhalb ein und desselben Spektraltypus mit Sternen von sehr verschiedener absoluter Leuchtkraft zu rechnen haben und daß alle Erfahrungen immer mehr dahin sich verdichtet haben, daß der absoluten Helligkeit ein nicht unbedeutender Einfluß auf die Intensitätsverhältnisse gewisser Teile des Spektrums und damit auf die Farbenindizes zuzusprechen ist. Und hier dann die nämliche Schwierigkeit: die entfernteren Sterne sind zugleich auch im allgemeinen die absolut helleren, da mit wachsender Entfernung in zunehmendem Maße diese allein der Beobachtung zugänglich bleiben. Wenn man daher mit Kapteyn den Ansatz macht:

$$\text{F.-I.} = a + b\,m + c\,M + d\,r$$

wo a die den Spektraltypus charakterisierende Konstante ist und b, c, d der Reihe nach die Abhängigkeit von der scheinbaren Helligkeit m, der absoluten M und der Entfernung r messen, so ist die Trennung der Unbekannten mit Schwierigkeiten verbunden, da ihre Einflüsse mehr oder weniger parallel gehen. Man ist gezwungen, verschiedene Kombinationen vorzunehmen, um so auf dem Wege der sukzessiven Näherung zu einem einigermaßen brauchbaren Ergebnis zu gelangen. Nicht unwesentlich ist es schließlich, zu bemerken, daß man sich für die Entfernungen im allgemeinen nicht auf direkte Parallaxenbestimmungen stützen kann, da diese zu wenig zahlreich sind und einen verhältnismäßig kleinen Raum umspannen, in dem sich nur Effekte von ziemlicher Größe erkennen zu lassen vermöchten. Man muß viel-

mehr zu den mittleren Parallaxen seine Zuflucht nehmen, welche auf dem Umwege über die EB der Sterne abgeleitet werden, sodaß ein Element der Unsicherheit mehr in die Betrachtung hineingebracht wird; es besteht ja ein enger Zusammenhang zwischen den mittleren Parallaxen und den scheinbaren Helligkeiten.

In richtiger Erkenntnis der Wichtigkeit, welche die Beantwortung der Frage nach dem Vorhandensein und der Größe einer Absorption des Lichtes für stellarstatistische Untersuchungen besitzt, hat vor allem Kapteyn sich stets von neuem um das Problem bemüht und keine Methode unversucht gelassen, die irgendwelche Aussicht auf Erfolg eröffnete. Zu ungefähr der gleichen Zeit als Tikhoff seine ersten Resultate aus den Plejadenbeobachtungen bekannt machte, glaubte auch Kapteyn[27]), bestimmte Anzeichen für eine selektive Absorption des Sternenlichtes im interstellaren Raume aufgedeckt zu haben in den Eigentümlichkeiten einer Gruppe von Sternen, auf die Miss Maury in ihrer Einteilung der Spektren hingewiesen hatte. Bei sonst ganz gleichem Typus zeigten die einen stärkere Absorption im violetten Teile als die anderen. Die typischen Vertreter beider Arten waren α Cassiopejae und α Bootis. Da die EB der zweiten Gruppe im Mittel 4 mal so groß waren als die der anderen ($0'',47$ gegen $0'',11$), woraus ein Gleiches für die Parallaxen geschlossen werden konnte, so lag der Gedanke an selektive Absorption nahe. Doch gab es auch noch eine andere Erklärung. Beide Gruppen von Sternen hatten im Mittel dieselben scheinbaren Helligkeiten; die absoluten Helligkeiten der α Cassiopejae-ähnlichen Sterne mußten demnach um rund 3 Größenklassen, entsprechend einer 16fachen Intensität, größer sein als die der α Bootis-ähnlichen Sterne. Kapteyn ließ die Entscheidung zunächst offen, indem er schrieb (S. 52):

> „The meaning of our result may therefore also be: for stars of the same spectrum, the light of the more luminous objects is relatively weaker in the violet part of the spectrum“.

Allerdings ist er bei späterer Gelegenheit doch geneigt, in dieser Erscheinung eine Stütze für die Annahme einer selektiven Absorption zu sehen. Inzwischen richteten sich seine Bemühungen darauf, aus vorhandenem Material an visuellen und photographischen Sternhelligkeiten (Revised Harvard Photometry und Henry Draper Catalogue) Farbenindizes abzuleiten, welche geeignet wären, einer Behandlung nach dem Ansatze: $\text{F.-I.} = a + bm + cM + dr$ unterworfen zu werden[32]). Der Gang der Rechnungen, der für alle späteren Untersuchungen dieser Art im wesentlichen derselbe blieb, ist etwa der folgende:

1. Einteilung des Materials in Gruppen von möglichst engem Spektralbereich.
2. Innerhalb jeder der so geschaffenen Spektralgruppen Unterteilung nach der Größe der EB. Da im Mittel für diese Untergruppen $\overline{M}$ und $\overline{r}$ nicht sehr verschieden sein werden, kann die Konstante a für jeden Spektraltypus daraus sehr gut bestimmt und außerdem b als Funktion von c und d in der Form $b = \gamma c + \delta d$ erhalten werden. Näherungswerte für c und d liefern wegen der Kleinheit der Faktoren γ und δ, mit denen sie multipliziert erscheinen, dann einen guten Näherungswert für b selbst.
3. Die Farbenindizes können jetzt in jeder Gruppe wegen a und b korrigiert werden, wodurch man Bedingungsgleichungen von der Form
$$(\text{F.-I.} - a - b\,\overline{m}) = c\,\overline{M} + d\,\overline{r}$$
erhält. Nun aber zeigt sich die Schwierigkeit, daß man es selbst durch noch so geschickte Kombination der einzelnen Gruppengleichungen nicht erreichen kann, die Unbekannten c und d hinreichend voneinander zu trennen. Man muß sich im allgemeinen damit begnügen, entweder c als Funktion von d oder d als Funktion von c zu bestimmen.

Es ist hier nicht der Ort, auf alle Einzelheiten des Verfahrens einzugehen. Wir müssen uns darauf beschränken, die Schwierigkeiten hervorzuheben und an einigen Zahlenbeispielen zu erläutern. Kapteyn fand mit den Näherungswerten $c = 0^M\!,00$ und $d = +0^M\!,00060$ für b in den einzelnen Spektralunterabteilungen die Werte (a. a. O. S. 289):

$B8$ bis $B9$	$b = -0^M\!,196$
$A0$ „ $A5$	0,238
$F5$ „ $G5$	0,292
K	0,336

Der systematische Fehler der Größenskala der Farbenindizes zeigt also einen deutlichen Gang mit dem Spektraltypus, dessen Größe zu Bedenken Anlaß geben muß im Hinblick auf die nachher vorzunehmende Bestimmung von c und d, deren Einfluß auf die Farbenindizes sich kaum über den Bereich der Hundertstel-Größenklassen hinaus bewegt.

Die nach Korrektion der Ausgangswerte um die Größen a und b aus zwei verschiedenen Gruppierungen des Materials gewonnenen Gleichungen für c und d waren (S. 312, (31)):

$$c = -0{,}0004 \quad + 0{,}92\,d \;\pm 0{,}0129$$
$$d = +0{,}000525 + 0{,}025\,c \pm 0{,}00015$$

Deren Auflösung würde auf

$$c = +0{,}0058 \pm 0{,}0168$$
$$d = +0{,}00066 \pm 0{,}00047$$

führen. Aus der bedeutenden Vergrößerung der mittleren Fehler ersieht man die Unvollkommenheit der Trennung der beiden Unbekannten. Wenn nun aber Kapteyn einfach $c = 0$ setzt und damit als Endergebnis seiner Untersuchung den Wert

$$d = +0{,}00048 \pm 0{,}000014 \text{*)}$$

angibt, so ist die in dem mittleren Fehler zum Ausdruck gelangende relativ große Genauigkeit natürlich nur eine scheinbare und beweist keineswegs etwa die größere Zuverlässigkeit dieses Resultates gegenüber dem ersten.

Zwei Versuche in wesentlich engeren Grenzen als die Kapteyns gehen auf King zurück, der sich auf Sterne mit bekannter Parallaxe und von ihm bestimmter photographischer Helligkeit beschränkte. 26 Sterne der ersten Arbeit[53]) mit Parallaxen größer als 0″,030 ergaben die Werte:

$$c = -0{,}027 \pm 0{,}009$$
$$d = +0{,}0019 \pm 0{,}0015$$

Aus 22 Sternen der zweiten Liste[64]) fand sich:

$$c = -0{,}0257 \pm 0{,}0112$$
$$d = +0{,}00516 \pm 0{,}00335$$

und nach Ausscheidung zweier stark abweichenden Sterne:

$$c = -0{,}0176 \pm 0{,}0102$$
$$d = +0{,}00256 \pm 0{,}00285$$

Schließlich wählte King die 25 Sterne mit den bestbestimmten Elementen aus beiden Listen aus und erhielt als endgültige Werte:

$$c = -0{,}0254 \pm 0{,}0045$$
$$d = +0{,}00189 \pm 0{,}00098$$

In Verfolgung der von Kapteyn gemachten Ansätze entstanden schließlich gleichzeitig und offenbar unabhängig voneinander zwei Arbeiten, welche insofern sich im Vorteil gegenüber Kapteyn befanden als sie sich auf Farbenindizes stützen konnten, welche in hohem Grade als frei von systematischen Fehlern angesehen werden durften: die der „Yerkes-Actinometry“ Parkhursts**). Während aber van Rhijn[63])

*) Nach einer späteren Berichtigung K.'s ist der Wert mit 1,71 zu dividieren, sodaß er übergeht in $d = +0{,}00031 \pm 0{,}00009$.

**) ApJ XXVI, 169—227, 1912.

von vorneherein auf eine getrennte Bestimmung der Unbekannten c und d verzichtete und nach Kapteyns Vorgange $c = 0$ setzte, versuchte Jones[56]) eine Ableitung aller Konstanten durch strenge Ausgleichung. Van Rhijns endgültige Lösung ist:

$$b = + 0{,}025 \quad \pm 0{,}006$$
$$d = + 0{,}00015 \pm 0{,}00005$$

Er bemerkt indessen, daß die B- und frühen A-Sterne den d-Effekt offenbar nicht zeigen und daß unter Weglassung dieser Sterne der Wert für d sich um ein Geringes vergrößert auf:

$$d = + 0{,}000195 \pm 0{,}00005$$

Die Deutung läßt er offen mit den Worten (S. 75):

„This effect is due either to an absorption of light in the interstellar space or to an influence of the absolute magnitude on colour."

Jones' endgültige, im wesentlichen auf dem gleichen Material wie die van Rhijns beruhende Lösung ist:

$$b = + 0{,}087 \quad \pm 0{,}182$$
$$c = + 0{,}0336 \quad \pm 0{,}0080$$
$$d = + 0{,}000473 \pm 0{,}000053$$

Der Vergleich mit den oben mitgeteilten Zahlen läßt ganz bemerkenswerte Verschiedenheiten erkennen, wenn man die angegebenen Genauigkeitsgrade in Betracht zieht. Der von Jones gefundene Wert für d ist nicht unerheblich größer als der van Rhijns und dieser Unterschied ist keineswegs bedingt durch die Vernachlässigung von c bei van Rhijn; denn indem Jones in seinen Gleichungen $c = 0$ setzte, erhielt er einen noch viel größeren Wert für d, der allerdings wegen seines großen mittleren Fehlers illusorisch ist:

$$d = + 0{,}0007 \pm 0{,}0023$$

Ebenso wurde die Diskrepanz nur vergrößert, wenn für die Entfernungen die von Kapteyn angegebenen mittleren Parallaxen eingeführt wurden:

$$b = + 0{,}086 \quad \pm 0{,}197$$
$$c = + 0{,}0503 \quad \pm 0{,}0063$$
$$d = + 0{,}000716 \pm 0{,}000044$$

Leider liegt keine ähnliche Bearbeitung der an Genauigkeit den Parkhurstschen sicher ebenbürtigen Farbenindizes der Göttinger Aktinometrie Schwarzschilds vor. Dies ist um so mehr zu bedauern als sie beinahe sechsmal so viel Sterne umfaßt als die Yerkes-

Aktinometrie, sodaß sich Resultate von entsprechend größerer innerer Genauigkeit daraus erwarten ließen. Ein von mir nur informatorisch unternommener Versuch mit den Sternen mit bekannter spektroskopischer Parallaxe führte auf

$$d = +0{,}0009 \pm 0{,}0004$$

welcher Wert qualitativ den obigen entspricht, quantitativ aber viel zu unsicher bestimmt ist, als daß man ihm irgendwelche Bedeutung zulegen dürfte.

Fassen wir zusammen, so ergibt sich die folgende Übersicht:

	c	*d*	
Kapteyn . . .	+ 0,0058 ± 0,0168	+ 0,00039 ±	0,00028
„ . . .	0	31	9
King	— 0,0254 ± 0,0045	189	98
van Rhijn . . .	0	15	5
Jones	+ 0,0336 ± 0,0080	47	5
„	0	70	230

Bevor wir näher auf die Widersprüche in diesen Zahlen eingehen können, wird es nötig sein, erst noch die Entwicklung weiter zu verfolgen, welche inzwischen die Untersuchung der Abhängigkeit der Sternspektren von der absoluten Helligkeit genommen hat. Adams[58]) und Kohlschütter[61]) haben dieser Frage ihre besondere Aufmerksamkeit zugewandt und ihre wichtigste Feststellung war die, daß Sterne mit kleiner EB im allgemeinen stärkere Absorption im violetten Teile des Spektrums zeigten als solche mit großer EB. Einige Zahlen mögen die Erscheinung vor Augen führen[61]) (S. 387):

Typus	mittl. EB	Quot.	Intens.	Quot.
*F*0 bis *F*9	0,″012 0,66	55	0,25 0,32	1,3
*G*0 „ *G*4	0,009 0,64	71	0,22 0,33	1,5
*G*5 „ *G*9	0,011 0,64	58	0,25 0,40	1,6
*K*0 „ *K*4	0,011 0,70	64	0,16 0,31	1,9

Die Intensitäten beziehen sich auf die Gegend um λ 4220 und sind in einem willkürlichen Maßstabe gemessen. Kapteyn glaubte den in diesen Zahlen sich kundgebenden Zusammenhängen eine Deutung in dem Sinne geben zu dürfen, daß die entfernteren Sterne

(kleine EB) im Durchschnitt röter erschienen (geringere Intensität bei λ 4220) als die näheren (große EB). Demgegenüber sei hier Adams und Kohlschütters eigene Darstellung der Verhältnisse zitiert[61]) (S. 387):

„The small proper motion stars of types *F* to *K* are decidedly weaker in the violet part of the spectrum than the large proper motion stars.

The difference increases with advancing type from *F* to *K*, being twice as great for the latter. The ratio of proper motions for the groups of small and of large proper motion stars is nearly the same for the stars between *F* and *K*. Hence if interpreted in terms of distance the ratio of distances should be nearly the same, and it would appear that at least a part of the absorption in the violet part of the spectrum of the distant stars must be ascribed, not to scattering of light in space, but to conditions in the stellar atmospheres".

Hier liegen die Wurzeln der in letzten Jahren mit so viel Erfolg ausgebauten Methode zur Bestimmung von Fixsternparallaxen auf dem Umweg über ihre aus dem Spektrum abgeleiteten absoluten Helligkeiten. Für uns kommt nur die Tatsache in Betracht, daß es jedenfalls nicht zulässig ist, die Konstante *c* in dem Kapteynschen Ansatze gleich Null zu setzen. Nun aber erwächst eine große Schwierigkeit: die wenigen vorliegenden Bestimmungen von *c* weicheh in den Vorzeichen voneinander ab. Kapteyn und Jones fanden positive Werte, welche bedeuteten, daß die absolut helleren Sterne zugleich die „blaueren" wären, im Gegensatz zu der eben zitierten Feststellung, die sich dem Vorzeichen nach mit dem Resultate Kings deckt. Bei Jones findet sich über diesen Punkt die Bemerkung (a. a. O. S. 12):

„The physical interpretation of this result is somewhat difficult to see".

Alle seither gemachten Erfahrungen haben indessen die Richtigkeit der Ansicht bestätigt, daß die absolut helleren Sterne die stärkere Violett-Absorption zeigen. Man braucht daher kaum Bedenken dagegen zu tragen, die bisher gefundenen Werte für *c* und *d*, wie wir sie oben zusammenstellten, als nicht verbindlich zu betrachten. Ist es doch schon merkwürdig genug, daß die ihrer ganzen Anlage nach sorgfältigste Diskussion (van Rhijn) den kleinsten Wert für *d* ergab, damit unsere einleitend gemachte allgemeine Bemerkung rechtfertigend, daß gesteigerte Genauigkeit der Beobachtungen fast stets noch zu einer Verkleinerung der gesuchten Größen infolge der Ausmerzung systema-

tischer Fehler geführt hat. Ersetzt man das Glied $d \cdot r$ van Rhijns durch ein solches von der Form $c \cdot M$, so folgt aus dem Zusammenhange: $M = m - 5 \log r$, daß dem Beobachtungsmaterial ebensogut durch einen kleinen negativen Koeffizienten c Genüge geleistet werden kann als durch einen positiven Wert von d. Die Tatsache, daß van Rhijn für die B-Sterne $d = 0$ findet, deutet gleichfalls darauf hin, daß nach Berücksichtigung des Einflusses der absoluten Helligkeiten d sich allgemein verkleinern wird.

Können wir so von den quantitativen Bestimmungen der selektiven Absorption sagen, daß sie noch nicht in den wirklichen Bereich dieses Effektes zuverlässig vorgedrungen sind, so gilt dies in dem gleichen Maße für die rein qualitativen Argumente, deren Kapteyn[60]) in seiner zusammenfassenden Darstellung einige aufführt. Sie sind, wenn überhaupt nötig, widerlegt worden durch die Untersuchungen, die Shapley über die Farbenindizes der Sternhaufen angestellt hat. Nimmt man selbst den kleinsten der oben für d angegebenen Werte an, $d = +0{,}00015$, so folgt, daß in einer Entfernung von 1000 Sternweiten die Farben der Sterne im Mittel um $0^M{,}15$ nach Rot verschoben sein müßten und daß in noch größeren Entfernungen (5000 St.-W. und darüber) negative Farbenindizes überhaupt nicht mehr vorkommen könnten. Für eine ganze Reihe von Sternhaufen mit relativ großen Entfernungen (von der Ordnung 1000 bis 10000 St.-W.) hat aber Shapley durchaus die gleiche Häufigkeitskurve der Farbenindizes gefunden wie in unserem engeren Milchstraßensystem, insbesondere nach der Seite der negativen Werte hin. Was gar den großen Wert Kings anlangt, $d = 0{,}0019$, so führt dieser schon innerhalb geringer Entfernungen auf Widersprüche mit all unseren sonstigen Erfahrungen. Denn in einem Abstande von nur 1000 St.-W. müßten schon alle Sterne Farbenindizes von der Größe der M-Sterne haben (größer als $+1^M{,}5$). Das große Heer der Milchstraßensterne steht aber noch weit jenseits dieser Grenze und hat dennoch ein mittleres Gesamtspektrum von etwa dem G-Typus, entsprechend einem mittleren Farbenindex von $+0^M{,}6$.

Abschließend formulieren wir das Endergebnis dieses Kapitels:

Von den zur Untersuchung der selektiven Absorption vorgeschlagenen Methoden ist im Prinzip nur anwendbar die auf genau bestimmte Farbenindizes gegründete. Sie hat bis heute praktisch brauchbare Ergebnisse nicht zu zeitigen vermocht, weil die Trennung des Effektes der absoluten Helligkeit von dem der Entfernung nur unvollkommen gelang. Es bestehen hinreichende Gründe für die Annahme,

daß die Zunahme des Farbenindex mit der Entfernung kleiner als 0,0001 Größen pro Sternweite ist.

Das Studium der selektiven Absorption ist, wie wir schon Gelegenheit hatten zu bemerken, im Grunde nur Mittel zu einem höheren Zweck: Anhaltspunkte zu gewinnen für Vorhandensein und Größe einer allgemeinen Absorption. Der Übergang von der einen Wirkung auf die andere kann indessen nur vollzogen werden, wenn eine Annahme über das Gesetz gemacht wird, das die beiden verknüpft. Um die Allgemeinheit zu wahren, wollen wir den Intensitätsverlust in irgendeinem Teile des Spektrums einer beliebigen Potenz der Wellenlänge proportional annehmen: $\Delta i = \gamma \cdot \lambda^{\nu}$. Dann gelten offenbar die beiden Gleichungen:

$$\frac{\Delta i_p}{\Delta i_v} = \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_v}\right)^{\nu} = q$$

$$\Delta m_p - \Delta m_v = d$$

Die Indizes p und v beziehen sich auf die photographischen bzw. visuellen Wellenlängen, mit i sind die Intensitäten, mit m Sterngrößen bezeichnet. Zwischen diesen besteht dann noch der Zusammenhang:

$$\log \frac{i - \Delta i_p}{i - \Delta i_v} = -0{,}4\,(\Delta m_p - \Delta m_v) = -0{,}4\,d$$

Setzt man zur Abkürzung noch $-0{,}4 d = \log \delta$, so hat man:

$$\Delta i_v = \frac{1-\delta}{q-1}\, i \quad \text{bzw.} \quad \Delta m_v = -2{,}5 \log\left(1 - \frac{1-\delta}{q-1}\right)$$

$$\Delta i_p = \frac{q(1-\delta)}{q-1}\, i \quad \text{,,} \quad \Delta m_p = -2{,}5 \log\left(1 - \frac{q(1-\delta)}{q-1}\right)$$

In Zahlen werde gesetzt:

$$\lambda_p = 0{,}430\,\mu; \quad \lambda_v = 0{,}515\,\mu; \quad d = +\,0^M{,}0001$$

Es wird dann $1 - \delta = +\,0{,}0001$ und für zwei verschiedene Werte von ν:

	$\nu = -1$	$\nu = -4$
q	1,20	2,06
$\Delta i_v / i$	0,00050	0,00009
$\Delta i_p / i$	0,00060	0,00019
Δm_v	0,00055	0,00010
Δm_p	0,00065	0,00020

Nimmt man also die selektive Absorption als von der negativen ersten Potenz der Wellenlänge abhängig an, ein Gesetz, das Halm[68]) physi-

kalisch plausibel zu machen versuchte, so ergibt sich eine allgemeine Schwächung des Sternenlichtes um eine volle Größenklasse für Entfernungen von etwa 1500 St.-W. Wird dagegen das Rayleighsche Gesetz angewandt, dann wird gleiche Schwächung erst für etwa 5000 bis 10000 St.-W. erreicht. In jedem Falle aber handelt es sich, den Wert von d als verbürgt angesehen, um Minimalbeträge der allgemeinen Extinktion, da ja vorausgesetzt wurde, daß sich diese voll auch selektiv auswirke. Dies braucht aber keineswegs der Fall zu sein. Wir werden im nächsten Kapitel Gelegenheit haben, darauf ausführlich zurückzukommen.

Eine Entscheidung darüber, welches Gesetz für die selektive Wirkung maßgebend sei, dürfte angesichts der Fragwürdigkeit der bisherigen Ergebnisse überhaupt kaum durch astronomische Beobachtungen herbeizuführen sein. Halm zwar hat dies versucht. In der ersten seiner beiden Arbeiten[68]) fand er für das Verhältnis der photographischen zur visuellen Wirkung den Wert 1,22 und glaubte darin und in dem Zusammenhang seines für die visuelle Absorption gefundenen Koeffizienten 0,00305 mit der von Jones angegebenen Differenz der Koeffizienten, 0,00047, genügende Anzeichen für ein λ^{-1}-Gesetz erkennen zu dürfen. Eine spätere Untersuchung[69]) dagegen führte ihn auf den Quotienten 2,5, der nur mit einem Gesetz von der Art des Rayleighschen vereinbar wäre.

VI. Allgemeine Absorption.

Will man die gesamten Probleme der Stellarastronomie auf eine gemeinsame Formel bringen, so kann man sagen, die Aufgabe bestehe darin, aus den scheinbaren Eigenschaften der Sterne die wahren abzuleiten. Scheinbar sind zunächst die Helligkeiten, wie sie sich uns mit bloßem Auge oder mit dem Fernrohr darbieten; scheinbar auch ist die ungleichförmige Verteilung der Sterne am Himmel nach Zahl und Helligkeit. Drei „wahre" Eigenschaften des Sternsystems wirken zusammen, um den uns bekannten Anblick des Himmels hervorzubringen: Die räumliche Dichteverteilung (D), die Verteilungsfunktion der absoluten Leuchtkräfte ($\varphi(i)$) und das Gesetz über die Lichtausbreitung. Die Geradlinigkeit der Fortpflanzung des Lichtes im leeren Raume ist in dem für uns in Betracht kommenden Zusammenhange nie in Frage gestellt worden; es handelte sich stets nur darum, in welcher Weise die Intensitäten mit der Entfernung abnehmen. Die einfachsten Annahmen, welche bezüglich der drei Grundgesetze gemacht werden können und naturgemäß zunächst auch zu machen versucht wurden, sind:

$$D = \text{const.}, \quad \varphi = \text{const.} \quad \text{und} \quad i = i_0/r^2$$

d. h. der Raum ist überall gleichmäßig von Sternen mit gleicher absoluter Leuchtkraft erfüllt und die Intensität nimmt einfach mit dem Quadrate der Entfernung ab. Als erste der Konsequenzen, welche diese Annahmen nach sich ziehen, haben wir bereits in der historischen Übersicht das „Olberssche Phänomen" kennen gelernt, das denn auch den ersten Anlaß zu einer Abänderung einer der drei Grundannahmen gegeben hat. Zwei weitere Folgerungen lassen sich leicht ableiten. Zur Abkürzung werde die photometrische Konstante mit ε^2 bezeichnet ($\log \varepsilon^2 = 0{,}4$). Sind r_m und r_{m_0} die Entfernungen zweier Sterne mit den scheinbaren Helligkeiten m und m_0, so gilt definitionsgemäß:

$$\varepsilon^{2(m-m_0)} = \frac{i_{m_0}}{i_m} = \frac{r_m^2}{r_{m_0}^2} = \frac{\pi_{m_0}^2}{\pi_m^2} \tag{1}$$

Die Interpretierung lautet:

1. **Die theoretischen Entfernungen der Sterne aufeinanderfolgender Größenklassen bilden eine geometrische Reihe mit dem Quotienten ε.**

$$\log r_m = \log r_{m_0} + 0{,}200\,(m - m_0) \tag{2}$$

Die Sternanzahlen sind einfach proportional den Inhalten der Kugeln mit den Radien r_m und r_{m_0}, so daß man den zweiten Satz gewinnt:

2. **Die theoretischen Anzahlen der Sterne aufeinanderfolgender Größenklassen bilden eine geometrische Reihe mit dem Quotienten ε^3.**

$$\log A_m = \log A_{m_0} + 0{,}600\,(m - m_0) \tag{3}$$

Der Widerspruch dieser Folgerungen mit den Beobachtungstatsachen wurde zuerst für den zweiten Satz erkannt. W. Struve[4]) zeigte, und dies wurde später stets von neuem bestätigt, daß das Anwachsen der wirklichen Sternanzahlen wesentlich langsamer erfolgt als in dem theoretisch zu erwartenden Maße. Wie Olbers suchte auch er durch Annahme einer Absorption des Lichtes den Schwierigkeiten zu entgehen und ließ zunächst die beiden anderen Voraussetzungen unangetastet. Setzt man die Absorption in der Form an:

$$\psi(r) = \xi^r = e^{-\lambda r}, \tag{4}$$

dann erhält man an Stelle der Beziehung (1) die neue:

$$\varepsilon^{2(m-m_0)} = \frac{r_m^2}{r_{m_0}^2} \cdot \xi^{r_{m_0} - r_m} = \frac{r_m^2}{r_{m_0}^2} \cdot e^{\lambda(r_m - r_{m_0})} \tag{5}$$

Diese führt auf eine transzendente Gleichung zur Bestimmung der Entfernungen und damit der theoretischen Sternanzahlen, die durch Versuche leicht zu lösen ist. Schreibt man sie in der Form:

$$\log r_m + \left(\frac{1}{2}\log\frac{1}{\xi}\right) r_m = C + 0{,}200\,(m - m_0) \qquad (6)$$

so erkennt man ohne weiteres, da $\log\frac{1}{\xi}$ eine positive Größe ist, daß der Gleichung durch kleinere Entfernungen genügt wird als der Gleichung (2) für gleiche Werte von m und m_0. Struve führte als Einheit die Entfernung der Sterne der sechsten Größe ein und erhielt hierfür den Koeffizienten der Absorption $\xi = 0{,}920$. Schiaparelli[5]) benutzte die Entfernung der Sterne der fünften Größe als Einheit und fand $\xi = 0{,}919$. Es lohnt nicht die Mühe, diese beiden Zahlenwerte streng auf moderne Verhältnisse umzurechnen. In unseren Einheiten ergeben sich aus beiden Bestimmungen im Mittel ungefähr die Werte:

$$\nu = 0{,}001, \quad \alpha = 0^M{,}001\,{}^{*})$$

Erst eine geraume Zeit später lagen mittlere Parallaxen in solchem Umfange vor, daß man auch hier eine deutliche Abweichung von der theoretisch zu folgernden Gesetzmäßigkeit feststellen konnte. Kapteyn**) hatte für die mittleren Parallaxen ein empirisches Gesetz von der Form:

$$\bar{\pi}_m = a\,b^{\bar{m}-5{,}5} = 0'',0158 \cdot (0{,}78)^{\bar{m}-5{,}5} \qquad (7)$$

gefunden, sodaß der theoretischen Formel:

$$\log \bar{\pi}_m = \log \bar{\pi}_{5{,}5} - 0{,}200\,(\bar{m} - 5{,}5) \qquad (8)$$

die empirische gegenüberstand:

$$\log \bar{\pi}_m = \log 0'',0158 - 0{,}108\,(\bar{m} - 5{,}5) \qquad (9)$$

Die Abnahme der beobachteten mittleren Parallaxen mit der Sterngröße erfolgte also wesentlich langsamer als die der „normalen" Parallaxen. Comstock[10]) versuchte auch hier in der Annahme einer Absorption bei konstanter Dichte und gleicher absoluter Helligkeit der Sterne eine Erklärung zu finden. Er stellte der empirischen Formel die entsprechend umgeschriebene Gleichung (6) an die Seite in der Form (C und a sind Abkürzungen für bekannte Konstante):

$$\log \bar{\pi}_m = C - 0{,}200\,\bar{m} + \frac{a}{\bar{\pi}_m}\,\lambda \qquad (10)$$

und bestimmte aus beiden durch Versuche den Wert von λ, der sich

*) α ist der Lichtverlust in Größenklassen pro Sternwarte.

**) Publ. Groningen Nr. 8.

zu $8 \cdot 10^{-8}$ für die als Einheit gewählte Strecke (Erdbahnradius) ergab. Umgerechnet auf 1 St.-W. erhält man:

$$\nu = 0{,}017, \qquad \alpha = 0^M{,}019$$

Die Darstellung der mittleren Parallaxen erforderte also eine rund 20 mal so große Absorption als die der Sternanzahlen und es hätte doch wohl eigentlich einer Untersuchung bedurft, ob diese Annahme nicht bei den Sternanzahlen auf unzulässige Widersprüche mit den Beobachtungen führte. Comstock[12]) ist aber selbst in seiner zweiten Arbeit nicht auf diesen Punkt eingegangen, sondern hat sich damit begnügt, die von Kapteyn gegen so große Absorptionsbeträge angeführten Argumente (in der Hauptsache gerade Folgerungen aus den Sternanzahlen) als auf zu vielen Hypothesen beruhend zurückzuweisen.

Die bisher besprochenen Arbeiten sind alle dadurch gekennzeichnet, daß sie an den beiden ersten einfachen Grundgesetzen festhielten. Konnte und mußte man aber nicht auch an ihnen eine Modifikation zulassen? Bezüglich der Verteilungsfunktion der Leuchtkräfte wurde man durch die sich mehrenden Parallaxenbestimmungen und die dadurch gewonnenen Kenntnisse der absoluten Helligkeiten mit immer zwingenderer Notwendigkeit dazu geführt, die Gleichheit der absoluten Leuchtkräfte aufzugeben und diesen vielmehr einen ziemlich weiten Spielraum zu lassen. Damit ergab sich aber das Problem, welchen Einfluß die Verteilungsfunktion auf die Sternanzahlen und mittleren Parallaxen habe. Durch elementare Betrachtungen, die schon Schiaparelli[5]) angestellt hat, läßt sich indessen zeigen, daß die beiden oben gezogenen Schlußfolgerungen bestehen bleiben, wie immer auch die Verteilungsfunktion beschaffen sei, solange man an der Annahme einer konstanten Dichte festhält und keine Absorption zuläßt. Bezüglich der mittleren Parallaxen konnte Seeliger[8]) den Satz sogar noch ausdehnen auf den Fall, daß das Dichtegesetz von der speziellen Form $D = D_0 r^{-\lambda}$ ist. Die Einführung einer Verteilungsfunktion der Leuchtkräfte vermag also nur im Zusammenwirken mit einer der beiden anderen Funktionen, sei es einer mit der Entfernung variablen Dichteverteilung oder einer Absorption, die empirischen Gesetzmäßigkeiten der A_m und $\bar{\pi}_m$ zu erklären. Es scheiden sich daher die Arbeiten, die sich mit dem Problem der Konstitution des Sternsystems befassen, deutlich in zwei Gruppen. Die einen halten an der durchschnittlich gleichförmigen Verteilung der Sterne in einem unendlich ausgedehnten Sternsystem unbedingt fest (Comstock, Halm), die anderen und diese sind in der Mehrzahl, sehen die Absorption als innerhalb unseres Systems zu vernachlässigen an (Seeliger, Schwarzschild, Kapteyn, Charlier)

und kommen dann notwendigerweise zu einer nach außen abnehmenden Dichte der Sternverteilung. Wir müßten viel tiefer eindringen in die Probleme der Stellarastronomie als mit dem vorliegenden Zweck vereinbar wäre, wollten wir die ganzen Zusammenhänge klarlegen, und müssen uns darauf beschränken, die Hauptergebnisse der beiden Richtungen wiederzugeben.

A. Dichteverteilung unabhängig von der Entfernung.

In Betracht kommen hier an wirklich brauchbaren Versuchen nur zwei Arbeiten Halms. In der ersten[68]) zeigte Halm, daß es möglich ist, die beobachteten statistischen Zusammenhänge zwischen den scheinbaren Helligkeiten der Sterne, deren Anzahlen und mittleren Parallaxen vollkommen darzustellen durch die Annahmen:

1. Die Sterndichte ist unabhängig von der Entfernung.
2. Die absoluten Helligkeiten verteilen sich um eine mittlere Helligkeit nach dem Fehlergesetz:

$$\Phi(M) = \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2(M-M_0)}$$

$$h = 0{,}249 \qquad M = +3{,}95$$

3. Das Licht erleidet eine Absorption in der Weise, daß die Sterngrößen proportional mit der Entfernung vergrößert werden:

$$m = M + 5 \log r + a r$$

$$a = 0{,}00305$$

In der zweiten Arbeit[69]), in der Halm neueres, vor allem photographisches Material benutzt, im Gegensatz zu den in der Hauptsache visuell bestimmten Sternzahlen der ersten Arbeit, ergeben sich die nur wenig verschiedenen Konstanten:

$$h = 0{,}315 \qquad M = 1{,}7 \qquad a = 0{,}00206$$

B. Dichteverteilung als Funktion der Entfernung.

In seiner ersten Arbeit[8]) über diesen Gegenstand führte Seeliger zwar die praktische Lösung des Problems der Struktur des Sternsystems ohne Berücksichtigung der Absorption durch, aber aus Gründen, auf die ihn die Untersuchung des Einflusses einer etwa vorhandenen Absorption geführt hatte. Seine Anschauung legte er in den Sätzen nieder (S. 52):

„Die Annahme einer Absorption ist natürlich, wie leicht zu zeigen, geeignet, die geringe Flächenhelligkeit des Fixsternhimmels zu erklären, sie ist aber nicht geeignet, die Verteilung der Sterne von

verschiedener Helligkeit darzustellen, wenn man nicht zugleich ein begrenztes System, d. h. ein System, dessen Dichtigkeit nur innerhalb eines bestimmt begrenzten Raumes endliche, merkbare Beträge erreicht, annimmt. Dann ist aber die Annahme einer solchen Absorption innerhalb des Fixsternsystems vorläufig ganz unnötig, denn sie erleichtert in keiner Weise die Aufgabe, ein Weltbild zu konstruieren, wie besonders W. Struve vergeblich zu beweisen sich bemüht hat".

In seinen späteren Arbeiten ist Seeliger immer wieder auf das Problem der Absorption zurückgekommen. Ein Resultat von prinzipieller Wichtigkeit muß hier hervorgehoben werden: es ist stets möglich, aus den Sternanzahlen allein, wenn diese nur über einen hinreichend großen Bereich der scheinbaren Helligkeiten vorliegen, die Funktion $\varphi(i)$ und eine zweite Funktion $\Delta(\varrho)$ abzuleiten, wobei letztere neben der wahren Dichte $D(r)$ auch noch die Absorption $\psi(r)$ enthält und $\varrho = r / \sqrt{\psi}$ ist. Eine Auflösung der Verbindung dieser beiden Funktionen, die im einfachsten Falle von der Form ist:

$$D(r) = \frac{\psi(r) - \frac{1}{2} r \psi'(r)}{\psi'^{2}(r)} \cdot \Delta\left(\frac{r}{\sqrt{\psi(r)}}\right)$$

ist theoretisch möglich unter Zuhilfenahme der mittleren Parallaxen, in welche D und ψ in etwas anderer Form eingehen. Die praktische Durchführung erfordert indessen eine Genauigkeit der Parallaxen und vor allem eine Ausdehnung auf so schwache Sterne, wie sie bis heute noch nicht erreicht sind und in absehbarer Zeit auch kaum erreicht werden. Jedenfalls kann man vorerst, wie Seeliger in seiner letzten Arbeit[70]) gezeigt hat, auch die neuesten Beobachtungsergebnisse noch darstellen mit $\psi(r) = 1$ und damit $\Delta(\varrho) = D(r)$. Nachträglich kann man untersuchen, welche Beträge für die Absorption mit den Beobachtungen allenfalls noch verträglich sind. Dies haben Seeliger[38]), [39]) und Kapteyn[11]) getan unter der Voraussetzung, daß die Dichte im Sternsystem höchstens konstant sein, auf keinen Fall aber auf größere Strecken hin zunehmen könne. Kapteyn stellte auf solche Weise fest, daß der von Comstock für die Absorption gefundene Betrag auf ganz unwahrscheinlich hohe Dichten in größeren Entfernungen von der Sonne führe, indem schon für $\alpha = 0{,}0016$ die Dichte konstant werde. Und ähnlich kommt Seeliger zu dem Schluß[39]) (S. 47):

„Bei größeren Absorptionen, und sie allein vermögen unter den gemachten Voraussetzungen die Werte $\pi(K)$ darzustellen, findet stets diese enorme Anhäufung der Sterne in den äußersten Regionen des

Sternsystems statt, was wohl einige Bedenken hervorrufen dürfte. Aus großer Entfernung betrachtet würden solche Systeme wie Ringnebel aussehen."

Seeligers Maximalwerte für die in zwei verschiedenen Formen angesetzte Absorption sind:

$$\nu = 0{,}00063, \quad \bar{\alpha} = 0{,}00009, \quad \psi(r) = e^{-\nu \int_0^r D\,dr}$$

$$\nu = 0{,}00006, \quad \alpha = 0{,}00006, \quad \psi(r) = e^{-\nu r}$$

Man darf sich allerdings nicht verhehlen, daß hier noch Voraussetzungen gemacht sind, welche eine neue Diskussion modifizieren wird. Dies gilt namentlich von der Verteilungsfunktion der Leuchtkräfte. Halms Arbeiten haben jedenfalls gezeigt, daß diese Funktion so gewählt werden kann, daß die Beobachtungen auch mit größeren Absorptionen verträglich werden. Das letzte Wort in dieser Angelegenheit ist daher noch nicht gesprochen. Den Weg für die Zukunft sehen wir darin, daß, nach genügender Vervollständigung des Materials an Sternzahlen und vor allem an mittleren Parallaxen, versucht werden muß, aus den von Seeliger unter Wahrung voller Allgemeinheit aufgestellten vier Integralgleichungen des Problems alle drei Funktionen, D, $\varphi(i)$ und ψ zu bestimmen. Heute können wir unter allem Vorbehalt nur sagen:

Die allgemeine Absorption ist zuverlässig nicht größer als 0,002 Größenklassen pro St.-W. Jede Annahme einer nach außen zu geringer werdenden Dichte des Sternsystems bedingt eine Verkleinerung dieses Wertes. Der wahre Wert dürfte von der Größenordnung 0,0001 sein.

VII. Schluß.

Nachdem wir alle empirischen Ergebnisse hinreichend besprochen haben, kommen wir nun noch einmal auf die Frage zurück, welcher Art wohl das Medium sei, das den interstellaren Raum erfüllt. Wir sahen, daß, rein qualitativ, Anzeichen einer selektiven Absorption des Lichtes vorhanden sind, und die stellarstatistischen Betrachtungen führten zu der Vermutung einer allgemeinen Absorption von geringem Betrage. Weit davon entfernt, diese Wirkungen quantitativ sicherstellen zu können, sind wir auch nicht in der Lage, die Gesetzmäßigkeiten aufzuzeigen, welche sie beherrschen. Was darum auch immer über die Natur des interstellaren Mediums und seine Einflüsse auf das Licht geschrieben worden ist, sind mehr oder weniger unfruchtbare Spekulationen. Lassen wir den „Äther" ganz aus dem Spiel,

der um so rätselhafter wird, je mehr man sich bemüht, alle die ihm zugeschriebenen Eigenschaften zu verstehen, und sehen wir ab von den „Gasmolekülen“, über deren Aussehen und Verhalten beim Auftreffen von Licht unter den Bedingungen des Weltraumes, fern von allen Himmelskörpern, uns wohl niemand wird zuverlässige Auskunft geben können, so bleiben als letztes nur ausgedehnte dunkle Gasmassen von endlicher Dichte und kosmische Staubwolken*). Die Astronomen stimmen heute wohl alle darin überein, daß man in diesen Gebilden, deren Vorhandensein uns durch die prächtigen Aufnahmen Wolfs, des Lick-Observatoriums und anderer in so unzweideutiger Weise vor Augen geführt wird, die Ursachen der Schwächung des Lichtes zu erkennen habe. Da der interstellare Raum keineswegs homogen erfüllt ist von solchen nichtleuchtenden und Licht absorbierenden Medien, bedeutet die Annahme eines einfachen Extinktionsgesetzes $e^{-\lambda r}$ eine starke Idealisierung. In der Tat hat man gelegentlich auch schon versucht, der ungleichförmigen Verteilung durch die Annahme einer Abhängigkeit des Parameters λ von der galaktischen Breite Rechnung zu tragen[32] [42] [68]. Jedenfalls werden wir durch diese allgemein herrschende Anschauung stets dazu geführt, der Absorption unter Umständen starke örtliche Variation zuzugestehen, und es kann sehr wohl sein, daß, wie manche wollen, die merkwürdige Verteilung gewisser Objekte am Himmel eine Wirkung dieser ungleichförmigen Verteilung der absorbierenden Materie in unserem Sternsystem ist, daß z. B. der Raum in den Richtungen, in denen wir die vielen Sternhaufen sehen, verhältnismäßig „durchsichtiger“ ist als in anderen Richtungen. Shapleys Beweise für das Fehlen einer allgemeinen Absorption würden dann nicht nur hinfällig aus dem oben schon angegebenen Grunde, wonach das Fehlen selektiver Wirkungen gar nichts beweist gegen das Vorhandensein allgemein Licht auslöschender Medien, sondern sie ließen auch keine Übertragungen zu auf andere Gegenden des Himmels als eben die, in denen Sternhaufen auf die genannten Eigenschaften hin untersucht wurden. Das „größere galaktische System“ könnte also sehr wohl ganz anders aussehen als Shapley gezeigt hat, und brauchte nicht die Ungleichförmigkeit in der Anordnung der Kugelhaufen aufzuweisen. Ob man allerdings so weit gehen darf wie Hagen[72] [74], der das ganze Sternsystem eingehüllt sein läßt in eine Schale dunkler Nebel, die uns in der Richtung nach den Polen der Milchstraße zu den Ausblick in den Weltraum voll-

*) Anm. bei der Korrektur: In AN 219, 109—116 zeigt Wolf soeben, daß der dunkle Nebel NGC 6960 nur allgemein schwächend auf das Licht der hinten im stehenden Sterne wirkt, nicht auch selektiv.

kommen versperrt und nur in der Richtung der Milchstraße unser Auge in relativ größere Tiefen dringen läßt, möge dahingestellt bleiben.

Die Hauptergebnisse sollen zum Schlusse hier noch einmal in einigen knappen Sätzen zusammengefaßt werden:

1. Dispersion ist innerhalb der Genauigkeit der gegenwärtigen Meßmethoden nicht feststellbar. Die Lichtgeschwindigkeit verschiedener Wellenlängen ist innerhalb mindestens $1:10^8$ konstant.
2. Selektive Absorption ist qualitativ angedeutet, aber nicht verbürgt. Sie beträgt für eine Differenz der Wellenlängen von $0{,}08\,\mu$ nicht mehr als $0^M{,}0001$ pro St.-W. und führt auf Maximalbeträge des Absorptionskoeffizienten von $0^M{,}0001$ bis $0^M{,}0006$.
3. Allgemeine Absorption kann im Maximum nur in einem Betrage von $0^M{,}002$ vorhanden sein. Der wahre Wert liegt wahrscheinlich unterhalb $0^M{,}0001$ pro St.-W.
3. Das absorbierende Medium besteht aus nichtleuchtenden Gasmassen und dunklen Staubwolken in nicht homogener Verteilung.

(Eingegangen 23. April 1923.)

Durchgang korpuskularer Strahlen durch Materie und Konstitution der Atome. II.

Von W. Bothe.

(Mit 5 Figuren.)

Im ersten Teile dieses Berichtes[1]) unterzog R. Seeliger die bis dahin vorliegenden experimentellen und theoretischen Ergebnisse über die Zerstreuung der Korpuskularstrahlen einer kritischen Betrachtung mit Bezug auf ihre Bedeutung für Fragen des Atombaus. Inzwischen ist das dort gegebene Bild in wesentlichen Punkten durch eine Reihe neuerer Arbeiten vervollständigt worden. Diese sollen zunächst in das

1) Dieses Jahrb. **16**, 19, 1920 (angeführt als I).

Vorhergehende eingereiht werden, bevor die entsprechenden Betrachtungen für die Absorption der Korpuskularstrahlen durchgeführt werden.

Zerstreuungsmessungen.

1. α-Strahlen. Die für die ganze neuere Atomtheorie grundlegenden Versuche von Geiger und Marsden[1]) über die Einzelstreuung der α-Strahlen waren naturgemäß auf möglichst weite Variationsmöglichkeiten der Versuchsbedingungen zugeschnitten. Chadwick[2]) stellte sich daher die Aufgabe, in einem verhältnismäßig kleinen Bereich der Variablen Präzisionsmessungen anzustellen; er bestimmte die Kernladungszahlen Z von *Pt*, *Ag* und *Cu* durch Messung der Einzelstreuung auf Grund der Rutherfordschen Zerstreuungstheorie. Die Ergebnisse ($Z = 77{,}4$ für *Pt*; 46,3 für *Ag*; 29,3 für *Cu*) stehen in vorzüglicher Übereinstimmung mit den aus röntgenspektroskopischen Untersuchungen erschlossenen (78; 47; 29), wodurch einerseits die Existenz der Z-fach geladenen Kerne weiter sichergestellt ist, andererseits aber — was von besonderer Wichtigkeit ist — die Gültigkeit des Coulombschen Gesetzes für die Wechselwirkung zwischen einem Atomkern und einem α-Teilchen bis zu Entfernungen von $7 \cdot 10^{-12}$ cm herab erwiesen wurde (letzteres auch durch Variation der Geschwindigkeit).

2. β-Strahlen. Eine Gruppe neuerer Experimentalarbeiten befaßt sich mit der Zerstreuung der β-Strahlen. Nach dem Erfolg der Messungen an α-Strahlen war es sehr verlockend, auch die Gesetze der Wechselwirkung zwischen Atomen und schnell bewegten Elektronen zu erforschen. Einerseits konnten neue Aufschlüsse über die intraatomaren Kraftfelder erwartet werden, andererseits aber auch die Bewegungsgleichungen des Elektrons kontrolliert werden — spielt doch die Dynamik des Elektrons eine dominierende Rolle in der ganzen neueren Atomphysik. Indessen sind die experimentellen Schwierigkeiten, reine Einzelstreuung an β-Strahlen des zugänglichen Geschwindigkeitsbereiches zu erhalten, ganz gewaltige. Vor allem fehlt es bisher noch an einer so vollkommenen Zählmethode für Elektronen, wie sie die Szintillationsmethode für α-Strahlen darstellt. Man ist also auf die weit unempfindlicheren Methoden der Intensitätsmessung angewiesen, welche außerdem gerade bei β-Strahlen (wegen der komplizierten Bahnen) stets mehr oder weniger dem Einwand der Abhängigkeit von

1) H. Geiger und E. Marsden, Wien. Ber. **21**, 1, 1912; Phil. Mag. **25**, 604, 1913; vgl. I, S. 27.

2) J. Chadwick, Phil. Mag. **40**, 734, 1920.

der Versuchsanordnung ausgesetzt sind. Schließlich wirkt sehr erschwerend das Fehlen homogener Strahlenquellen, sowie die relativ starke allgemeine Diffusion (Mehrfachstreuung), welche die β-Strahlen schon in sehr dünnen Folien erleiden; es ist deshalb nötig, mit dünnsten Folien und bei großen Ablenkungswinkeln zu arbeiten; beides wirkt aber im Sinne einer Herabsetzung der zu messenden Intensitäten.

Geiger und Bothe[1]) führten nach der photographischen Methode Zerstreuungsmessungen an β-Strahlen mit dünnen Folien aus. Die ganze Verteilungsfunktion der Intensität nach dem Durchgang durch die Folie wurde aufgenommen und als Maß der Zerstreuung eine graphisch ermittelte Größe λ benutzt, welche unter der Voraussetzung, daß das Verteilungsgesetz das normale Gaußsche ist, identisch mit der „wahrscheinlichsten Ablenkung" ist. Man ersieht hieraus schon, daß nicht Verwirklichung der reinen Einzelstreuung angestrebt wurde, doch mußte auch bei dieser Disposition bei kleinen Schichtdicken die Einzelstreuung schon von Einfluß werden. In der Tat ergaben sich mit den dünnsten Folien Abweichungen von den früheren Crowtherschen Resultaten (bei dickeren Folien[2])) in folgenden Punkten: Die Zerstreuung wächst erstens nicht mit der Wurzel aus der Schichtdicke, sondern ungefähr linear, zweitens nicht proportional der Ordnungszahl des zerstreuenden Elementes, sondern schneller als diese.

Im Gegensatz zu diesen Untersuchungen gehen Crowther und Schonland[3]) direkt auf Messung der Einzelstreuung aus. Die Methode ist im wesentlichen die alte Crowthersche, es wird der Achsenwinkel Φ bestimmt, durch welchen bei gegebener Schichtdicke gerade die Hälfte der Intensität gestreut wird. Bezüglich der Abhängigkeit der Zerstreuung von der Schichtdicke und von der zerstreuenden Substanz sind die Resultate qualitativ dieselben wie bei Geiger und Bothe. Auf die Deutung, welche die Verfasser selbst ihren (an sich sehr sorgfältigen) Versuchen geben, braucht hier nicht eingegangen zu werden, da ihre grundlegende Voraussetzung, nämlich daß sie Einzelstreuung gemessen haben, nicht zutrifft[4]).

Bothe[4]) versuchte nach der photographischen Methode bei großen Ablenkungswinkeln (um 90° herum) mit dünnsten Folien und den in-

---

1) H. Geiger und W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **6**, 204, 1921.

2) J. A. Crowther, Proc. Roy. Soc. **84**, 226, 1910.

3) J. A. Crowther und Schonland, Proc. Roy. Soc. **100**, 526, 1922; B. F. J. Schonland, ebenda **101**, 299, 1922.

4) G. Wentzel, Ann. d. Phys. 1922, Bd. 69; W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **13**, 368, 1923.

homogenen Strahlen von *RaE* strenge Einzelstreuung zu realisieren. Bei *Al* gelang dies ebenfalls nicht, dagegen wurde mit den dünnsten Goldfolien (0,08 μ), welche theoretisch sehr reine Einzelstreuung liefern mußten, eine meßbare gestreute Intensität erhalten, und zwar war diese etwa dreimal größer, als die Rutherfordsche Theorie fordert. Indessen stellte sich heraus, daß etwa zwei Drittel von dieser Intensität auf eine sehr weiche Strahlung entfielen, welche schon in 3,2 μ *Al* absorbiert wurde. Mit *Al* als zerstreuender Substanz fehlte diese weiche Strahlung.

3. Theorie der Zerstreuung. Die Theorie der Zerstreuung, welche den experimentellen Ergebnissen für α-Strahlen durch die Rutherfordsche Formulierung in der Hauptsache angemessen war, wird nun offenbar durch die Erfahrungen mit β-Strahlen vor neue Aufgaben gestellt. Da der eine Grenzfall, nämlich der der Einzelstreuung, sich als so schwer zugänglich erwies, war das Augenmerk zunächst auf den andern zu richten, d. i. derjenige, wo die Zahl der Atomzusammenstöße so groß ist, daß nach den allgemeinen Annahmen der Fehlertheorie die normale Gaußsche Verteilung der Intensität zu erwarten ist. Dieses Verteilungsgesetz wurde ja auch experimentell für α-Strahlen, ebenso für β-Strahlen bei dicken Schichten[1]) bestätigt. Eine zunächst nur auf α-Strahlen zugeschnittene Theorie dieser „Vielfachstreuung“, welche die schon im ersten Teil[2]) erörterten Mängel der Thomsonschen Theorie zu beseitigen suchte, wurde von Bothe[3]) gegeben. Im Prinzip handelt es sich einfach darum, die „wahrscheinlichste Ablenkung λ_0 durch ein Atom“ zu berechnen, d. h. folgendes: $p_0(\Theta)\,d\Theta$ sei die Wahrscheinlichkeit, daß ein Strahlenteilchen, welches überhaupt in den Bereich eines Atomes gelangt, um einen zwischen Θ und $\Theta + d\Theta$ liegenden Winkel abgelenkt wird; dann ist

$$\lambda^2_0 = \frac{1}{2}\int \Theta^2 p_0(\Theta)\,d\Theta\,.$$

Die Berechnung des Ablenkungswinkels Θ bei gegebenen Lagebedingungen für Kern, Atomelektronen und Strahlenbahn läßt sich zwar für sehr einfache Atome (*H*, altes Bohrsches *He*-Atom) und unter Vernachlässigung der Geschwindigkeit der Atomelektronen durchführen, wird aber naturgemäß mathematisch undurchführbar, wenn die Zahl der Elektronen größer ist, zumal die Elektronenanordnungen noch wenig

1) Vgl. I S. 25, 30 u. 32.
2) I S. 50.
3) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. 4, 300, 1921; 5, 63, 1921.

bekannt, jedenfalls aber sehr kompliziert sind. Indessen kann man Atome höherer Ordnungszahl für den vorliegenden Zweck weitgehend idealisieren, indem man sich die Elektronenhülle als homogen kugelförmig, unbewegt und unbeweglich vorstellt. Die nähere Analyse zeigt nämlich, daß die Elektronen zur Zerstreuung um so weniger beitragen, je größer die Kernladung ist, und daß die Wirkung der Elektronenhülle lediglich in einer nach dem „Rande" des Atoms zunehmenden Abschirmung der Kernladung besteht. So wird also Θ einfach eine Funktion des Kernabstandes, in welchem das Strahlenteilchen das Atom passiert.

Die Hauptschwierigkeit, welche schon Thomson erkannte und durch einen zwar geistreichen, aber wenig exakten Kunstgriff beseitigte, betrifft nun die obere Grenze des obigen Integrals. Diese einfach mit ∞ anzusetzen, geht nicht an, da das Integral in diesem Falle ∞ wird; dies hat natürlich seinen guten physikalischen Grund, und zwar darin, daß die sehr großen Einzelablenkungen keinen Beitrag zu dem über kleine Winkel sich erstreckenden Zerstreuungsbild liefern. Nun zeigt aber eine Untersuchung der Gültigkeitsgrenzen des Gaußschen Verteilungsgesetzes, daß dieser obere Grenzwert sich mit ausreichender Genauigkeit aus zwei genau zu formulierenden Bedingungen ergibt, wenn überhaupt das Gaußsche Gesetz die Verteilung richtig wiedergibt. In Wahrheit lassen sich diese Bedingungen nur ziemlich roh befriedigen, woraus also folgt, daß das Gaußsche Gesetz nur in erster Näherung gelten kann[1]). Als obere Grenze für Θ ergibt sich, unabhängig von der Kernladung, etwa diejenige Ablenkung, welche ein Teilchen erfährt, wenn es in einer Entfernung von $\varrho_1 = 5 \cdot 10^{-11}$ bis 10^{-10} cm am Kern vorbeifliegt; alle Teilchen, welche den Kern in größerer Nähe passieren, scheiden für die Vielfachstreuung aus. Das Resultat ist schließlich ein einfacher Ausdruck für die wahrscheinlichste Ablenkung λ, welcher sowohl zahlenmäßig, als auch bezüglich der Abhängigkeit der Zerstreuung von der Dicke t der zerstreuenden Schicht (proportional $\sqrt{t}$), deren Ordnungszahl (proportional Z) und der Energie der Strahlenteilchen (proportional e/mv^2) gut mit den α-Strahlenmessungen in Einklang ist. Ist Nt die Zahl der Atome pro cm^2 der Schicht, R der Atomradius, so ist:

$$\lambda^2 = \pi N t a^2 Z^2 \left(\lg \frac{R}{\varrho_1} - \frac{11}{12}\right); \quad a = \frac{4e^2}{mv^2}.$$

1) Dies ist ein gutes Beispiel für die Tatsache, daß das Gaußsche Fehlergesetz sich zwar näherungsweise sehr leicht einstellt, daß aber die praktischen Fälle, wo es wirklich mit großer Präzision gilt, nur selten sind.

Setzt man seine Ansprüche an Präzision noch etwas herab (auch die Messungen können ja ihrem Wesen nach bezüglich der Absolutwerte nicht sehr genau sein), so kann man die soeben skizzierte Theorie auch auf β-Strahlen übertragen, trotzdem bei diesen die Streuungswinkel so groß sind, daß man sie eigentlich nicht mehr gut mit ihren Tangenten identifizieren kann, wie es im Falle der schwach gestreuten α-Strahlen ohne weiteres möglich war[1]. So mit den alten Crowtherschen Messungen[2] verglichen, bewährt sich die Theorie ebenfalls gut. Allerdings soll nicht verschwiegen werden, daß es im Falle der α-Strahlen nötig war anzunehmen, daß die Elektronenhülle in der Mitte merklich dichter als am Rande ist (was auch mit den Bohrschen Vorstellungen gut vereinbar ist), während die überall gleich dichte Elektronenhülle im Falle der β-Strahlen gute Übereinstimmung ergibt. Dies drückt sich auch darin aus, daß der Ausdruck $\frac{\Phi}{Z\sqrt{t}} \cdot \frac{E}{Mv^2}$, welcher theoretisch unabhängig von der Ladung E, Masse M und Geschwindigkeit v der Strahlenteilchen sein sollte, sich experimentell für α-Strahlen zu $3{,}3 \cdot 10^{14}$ ergibt, für β-Strahlen dagegen etwas größer zu $3{,}8 \cdot 10^{14}$. Wie weit diese Abweichung auf die Verschiedenheit der Meßmethoden zurückzuführen ist, ist schwer zu entscheiden.

Soweit zeigt sich also, daß man mit den klassischen Vorstellungen über die Wechselwirkung zwischen zwei geladenen Zentren auskommt. Etwas anders wird das Bild, wenn man die Zerstreuung der β-Strahlen in extrem dünnen Schichten betrachtet, wenn man also von der Vielfachstreuung aus sich der Einzelstreuung annähert. Dieses Übergangsgebiet zwischen den beiden Grenzfällen, welches zweckmäßig als das der „Mehrfachstreuung" zu bezeichnen ist, setzt der mathematischen Behandlung ganz erhebliche Schwierigkeiten entgegen. Die Lösung des hier sich ergebenden allgemeinen Problems, welche natürlich die Gaußsche Verteilung als Grenzfall in sich schließen muß, ist zwar in geschlossener Form angebbar[3], doch kommen die auftretenden Integrale für eine praktische Verwertung kaum in Frage. Ist die Annäherung an Einzelstreuung sehr weitgehend, so daß jedes Teilchen nur eine geringe Zahl merklicher Ablenkungen erfährt, so kann man nach Wentzel[4] noch durch graphische Auswertung der Integrale

1) Vgl. I, S. 24.
2) J. A. Crowther, Proc. Roy. Soc. 84, 226, 1910.
3) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. 5, 63, 1921.
4) G. Wentzel, Ann. d. Phys. Bd. 69, 1922.

zum Ziele gelangen, doch ist der Anschluß nach großen Schichtdicken hin auch auf diese Weise nicht zu erreichen. Indessen ergeben sich doch leicht auch für dieses Gebiet einige allgemeine Relationen, welche experimentell nachzuprüfen sind. So muß z. B. bei Schichtdicken von der Größenordnung $1\,\mu$ die Zerstreuung theoretisch kleiner sein, als sie sich nach dem $\sqrt{\ }$-Gesetz aus den Werten bei großen Schichtdicken ergeben würde; dies haben in der Tat sowohl Geiger und Bothe, als auch Crowther gefunden. Weiter zeigt sich, daß die Proportionalität zwischen Zerstreuung und Ordnungszahl auch in diesem Gebiete gelten müßte, weil nämlich jede einzelne Ablenkung für einen bestimmten Kernabstand proportional Z sein muß. Diese Beziehung ist nach Geiger und Bothe nicht erfüllt. Auch die neueren Messungen von Crowther zeigen die gleichen Abweichungen, wenn man aus den dort beigegebenen Kurven[1]) Werte für gleiche Schichtdicken von $1\,\mu$ entnimmt (wie es allerdings Crowther nicht tut).

Somit kann diese Abweichung von der Theorie als gesichert angesehen werden (weitere Unstimmigkeiten bestehen wahrscheinlich bezüglich der Abhängigkeit von der Geschwindigkeit), und es ist schwer, eine Erklärung dafür zu finden, so lange man auf dem Boden der klassischen Elektrodynamik bleiben will. Daß die von den rotierenden Elektronen herrührenden Magnetfelder nicht hierfür ausreichen, sofern man sie klassisch berechnet, ergibt sich daraus, daß ihre Wirkung höchstens von derselben Größenordnung sein kann wie diejenige der von den Elektronen ausgeübten elektrostatischen Kräfte; letztere liefern aber, wie schon oben bemerkt, keinen wesentlichen Beitrag zur Zerstreuung. Man könnte nun mit H. S. Allen[2]) annehmen, daß der Atomkern ein magnetisches Moment besitzt; dieses müßte aber einige zehnmal größer sein als dasjenige des K-Ringes, wenn es von merklichem Einfluß auf die Zerstreuung sein sollte, und es wäre schwer vorzustellen, wie das K-Elektron durch ein so starkes Magnetfeld nicht von seiner Bahn völlig abgedrängt werden sollte. Es scheint nach alledem, daß hier eine irgendwie klassisch fundierte Zerstreuungstheorie nicht zum Ziele gelangen kann, daß vielmehr in die Wechselwirkung zwischen den β-Teilchen und den inneren Elektronen schon Quantenbeziehungen hineinspielen müssen, ähnlich etwa wie bei den unelastischen Stößen zwischen langsamen Elektronen und den äußeren Atomelektronen (Franck und Hertz). Daß die Ursache der Ab-

---

1) B. F. J. Schonland, Proc. Roy. Soc. **101**, 299, 1922.
2) H. S. Allen, Phil. Mag. **29**, 40, 1915.

weichungen in den inneren Regionen des Atoms zu suchen ist, folgt mit großer Wahrscheinlichkeit daraus, daß die Unstimmigkeiten mit wachsendem Einfluß der Einzelstreuung auftreten. Die Bedingung für Einzelstreuung ist ja gerade, daß das β-Teilchen sehr dicht an den Kern herankommt, während andererseits, wie oben erwähnt, bei der Vielfachstreuung die innerhalb des kritischen Kernabstandes ϱ_1 von der Größenordnung 10^{-10} abgelenkten Teilchen keine Rolle mehr spielen. Die Versuche von Bothe deuten direkt darauf hin, daß mit der Einzelstreuung über große Winkel eine anormal starke Energieabsorption (Quantenabsorption) parallel geht. Auf die hiermit zusammenhängenden Fragen wird bei der Besprechung der Absorption noch zurückzukommen sein (s. Ziff. 15).

Diese Betrachtungen lassen zur Genüge erkennen, von welcher Bedeutung exakte Einzelstreuungsmessungen an β-Strahlen für Fragen des Atombaues und der Atomdynamik sein können.

Absorption und Sekundärstrahlung [1]).

4. Mit der Richtungsänderung der Korpuskularstrahlen bei ihrem Durchgang durch die Materie geht Hand in Hand eine Energieabnahme, von welcher im Vorhergehenden abgesehen wurde. Das Studium der letzteren bietet ein weiteres Mittel, in den Atommechanismus einzudringen, welches aber insofern ganz anders geartet ist, als es auch Wege gibt, um nach dem Verbleib der verlorenen Energie zu forschen, mit anderen Worten, man kann Energiebilanzen aufstellen, wie es z. B. Lenard tut [2]). Hierzu sind in erster Linie die verschiedenen Arten der Sekundärstrahlung heranzuziehen. Die so erhaltenen Schlüsse sind in gewissem Sinne weniger allgemein als die aus der Zerstreuung gezogenen. Ein charakteristischer Unterschied liegt darin, daß für die Zerstreuung im wesentlichen das Feld der positiven Atomladungen maßgebend ist, bei der Absorption dagegen in erster Linie die Atomelektronen beteiligt sind (wegen ihrer größeren Beweglichkeit). Gaben die Zerstreuungsmessungen Aufschluß über die Form der positiven Ladung, so sind von den Absorptionserscheinungen Anhaltspunkte für Lage und Bindung der Elektronen im Atom zu erwarten.

---

1) Vollständige Literatur bei Meyer und v. Schweidler, Radioaktivität, Leipzig 1916; P. Lenard, Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten, Heidelberg 1918. — Die neueste Literatur ist berücksichtigt, soweit sie zum Thema in Beziehung steht und mir zugänglich war.

2) P. Lenard, Kathodenstrahlen S. 167.

Während bei einer Wellenstrahlung, welche ihre Qualität beim Durchgang durch die Materie nicht ändert, der Begriff der Absorption völlig eindeutig ist, ist bei einer Korpuskularstrahlung hierunter mancherlei verstanden worden: Abnahme an kinetischer Energie, an Ionisierungsvermögen, an Teilchenzahl, auch die Diffusion wird oft in die Absorption mit einbezogen. Die Trennung dieser einzelnen Vorgänge ist zwar für ihre theoretische Ausdeutung von größter Wichtigkeit, läßt sich aber experimentell oft nicht durchführen, besonders bei den Elektronenstrahlen. Bezüglich der hiermit zusammenhängenden Schwierigkeiten und der Wege, welche zu ihrer Überwindung einzuschlagen sind, ist auf das umfassende Werk von Lenard zu verweisen. Wir werden uns im folgenden des allgemeinen Ausdruckes „Absorption" nur da bedienen, wo die Frage offengelassen werden kann oder muß, welcher dieser speziellen Vorgänge in Betracht kommt.

Wir werden auch hier wie bei der Zerstreuung im wesentlichen nur die α-Strahlen und die langsamen und schnellen Elektronenstrahlen in den Kreis unserer Betrachtungen zu ziehen haben. Bei den Kanalstrahlen sind die Einzelvorgänge in ihrer Kompliziertheit erst wenig erforscht; insbesondere läßt eine neuere Arbeit von Glimme und Königsberger[1]) eine vorzeitige Verwertung der bisherigen quantitativen Resultate zu theoretischen Schlüssen nicht am Platze erscheinen. Zusammenfassende Berichte über Kanalstrahlen sind in diesem Jahrbuch mehrfach erschienen[2]).

Absorption und Ionisation bei α-Strahlen.

5. Absorption. Die Grundtatsache, daß die α-Strahlen eine endliche „Reichweite" haben, wurde von M. Curie[3]) entdeckt[4]). Wäre die Geschichte eines Strahlenteilchens nur durch seinen Anfangszustand bestimmt, so müßte in einem parallelen homogenen Strahlenbündel die Teilchenzahl bis zum Ende der Reichweite konstant bleiben, um dort plötzlich auf 0 zu springen. Daß dies nicht der Fall ist, daß vielmehr die „individuelle Reichweite" der α-Teilchen nicht unbeträchtlichen Schwankungen unterliegt, zeigten die Messungen von Geiger, Taylor,

1) K. Glimme und Königsberger, Zeitschr. f. Phys. 6, 276, 1921.

2) J. Stark, dieses Jahrb. 15, 329, 1919; H. Baerwald, daselbst 16, 65, 1920; H. Rausch von Traubenberg, daselbst 16, 283, 1920.

3) M. Curie, C. R. 130, 76, 1900.

4) Letzte Reichweitenmessungen von H. Geiger, Zeitschr. f. Phys. 8, 45, 1922.

Makower, Friedmann und Rothensteiner[1]). Als Gesamtresultat (s. Fig. 1, nach Rothensteiner[2])) ergab sich in Luft ein über etwa 10 mm (bei Atmosphärendruck) sich erstreckender, anfangs langsamer, dann sehr steiler Abfall der Teilchenzahl; erst im letzten Millimeter wird die Abnahme wieder allmählicher.

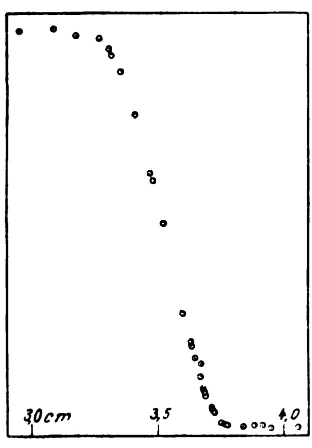


Fig. 1.

Die Abnahme der Geschwindigkeit läßt sich am einfachsten darstellen, indem man die Geschwindigkeit v an irgendeiner Stelle der Bahn zu der verbleibenden Reichweite R in Beziehung setzt („Geschwindigkeitskurve"). So fand Rutherford[3]) in Luft:

$$v^2 = \text{const.}\,(R + 1{,}25).$$

Geiger[1]) dagegen fand bessere Übereinstimmung mit

$$v^3 = \text{const.}\,R.$$

Genauere Messungen von Marsden und Taylor[4]) an verschiedenen absorbierenden Substanzen zeigten indessen, daß auch der Geigerschen

1) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. **83**, 505, 1910; T. S. Taylor, Phil. Mag. **26**, 402, 1913; F. Friedmann, Wien. Ber. **122**, 1269, 1913; J. P. Rothensteiner, ebenda **125**, 1237, 1916.

2) Das „Knie" im letzten Teil der Kurve, welches Lawson (Wien. Ber. **124**, 637, 1915) auch an der entsprechenden Stelle der Ionisationskurve zu finden glaubte, konnte von Henderson (Phil. Mag. **42**, 538, 1921) nicht bestätigt werden.

3) E. Rutherford, Phil. Mag. **12**, 134 und 348, 1906.

4) E. Marsden und T. S. Taylor, Proc. Roy. Soc. **88**, 443, 1913.

Formel keine allgemeine Gültigkeit zukommt; die Verhältnisse werden weit besser wiedergegeben durch eine Gleichung der allgemeineren Form:

$$v^{\varkappa} = \text{const.}\, R, \tag{1}$$

wobei für schwerere Elemente der Exponent $\varkappa$ sich mehr dem Werte 2 nähert. Hierbei ist aber im Auge zu behalten, daß alle diese Formeln im Gebiete kleiner Reichweiten (von wenigen Millimetern) nur extrapolatorischen Sinn haben, da Geschwindigkeitsmessungen hier außerordentlich schwierig sind. Daher kommt es, daß aus der Rutherfordschen Formel für $R = 0$ ein endlicher kritischer Geschwindigkeitswert folgt, bei dessen Unterschreitung das α-Teilchen nicht mehr nachweisbar wäre, während die allgemeine Geigersche Formel (1) direkt zu der Geschwindigkeit 0 am Ende der Reichweite führt. Die Frage, welche dieser beiden entgegengesetzten Auffassungen zutrifft, kann auch heute noch nicht als vollkommen geklärt gelten. Marsden und Taylor konnten zwar Geschwindigkeiten unter $8 \cdot 10^8$ cm/sec am Ende der Reichweite nicht nachweisen, doch weist Bohr[1]) darauf hin, daß etwas Derartiges zu erwarten wäre, wenn die Strahlen etwas inhomogen wären und die Geschwindigkeit am Reichweitenende sehr rasch abnimmt. Für die letztere Ansicht spricht in gewissem Sinne die große Häufigkeit von Knicken im Endverlauf der α-Strahlenbahnen (nach der Nebelmethode aufgenommen), welche ganz unerklärlich ist, wenn die Geschwindigkeit am Bahnende nicht kleiner als die von Marsden und Taylor gemessene ist[2]). Flamm und Schumann[3]) weisen andrerseits nach, daß man die Geschwindigkeitskurve ohne große Willkür bis zum Ende der Reichweite (wo die Messungen versagen) fortsetzen kann und so einen Grenzwert der Geschwindigkeit von etwa $6{,}5 \cdot 10^8$ cm/sec erhält. Die letztgenannten Autoren suchen gleichzeitig nach einer möglichst guten Wiedergabe der gesamten Meßresultate von Marsden und Taylor und finden, daß nur eine vollständige kubische Formel sich befriedigend den Meßresultaten anpassen läßt, während die verallgemeinerte Geigersche Gleichung (1) systematische Abweichungen ergibt.

Sind somit schon die Verhältnisse für eine bestimmte absorbierende Substanz nicht ganz einfach, so wird das Bild noch verwickelter, wenn

1) N. Bohr, Phil. Mag. 30, 598, 1915.

2) An Wasserstoffkernstrahlen (H+-Kanalstrahlen) hat neuerdings A. J. Saxton (Phil. Mag. 44, 809, 1922) noch schwache Ionisation bei einer Geschwindigkeit von nur 18 Volt ($6 \cdot 10^6$ cm/sec) nachweisen können.

3) L. Flamm und R. Schumann, Ann. d. Phys. 50, 655, 1916.

man verschiedene Substanzen vergleicht. Die ursprüngliche **Bragg**sche Annahme [1]), daß man etwa einer Metallfolie ein ganz bestimmtes „Luftäquivalent", welches die gleiche Geschwindigkeitsverminderung verursacht, zuschreiben kann, muß nach Untersuchungen von Taylor, Michl, Marsden und Richardson, Vennes [2]) fallengelassen werden, da dieses Luftäquivalent sich als abhängig von der Geschwindigkeit der benutzten α-Strahlen erweist. Hierin kommt die Tatsache zum Ausdruck, daß die Geschwindigkeitskurven in verschiedenen Substanzen verschiedenen Charakter haben. Die Fig. 2 zeigt die Geschwindigkeits-

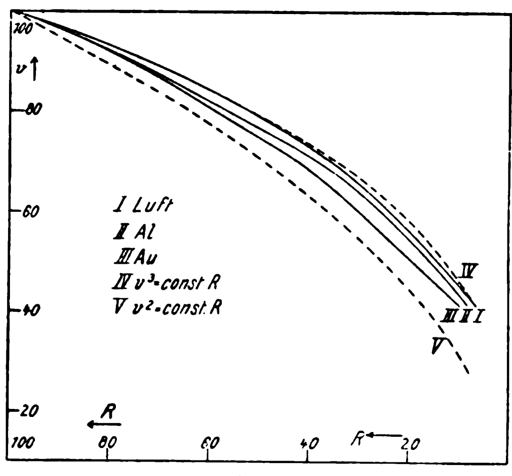


Fig. 2.

kurven in *Au*, *Al* und Luft nach den Tabellen von Marsden und Taylor, im Maßstabe auf gleiche Reichweite umgerechnet; diese ist ebenso wie die Anfangsgeschwindigkeit gleich 100 gesetzt. Ein Blick auf die Figur zeigt, daß eine Goldfolie für größere Geschwindigkeiten ein größeres Luftäquivalent besitzt als für kleinere Geschwindigkeiten. Für H_2 liegen die Verhältnisse umgekehrt [3]); die Wasserstoffkurve, welche in ihrem Gesamtverlauf nicht aufgenommen wurde) würde oberhalb der Luftkurve und noch stärker gekrümmt als diese verlaufen.

1) W. H. Bragg und R. D. Kleeman, Phil. Mag. **10**, 318, 1905; **11**, 466, 1906; W. H. Bragg, ebenda **10**, 600, 1905; **11**, 617, 1906.

2) T. S. Taylor, Phil. Mag. **18**, 604, 1909; W. Michl, Wien. Ber. **120**, 663, 1911; E. Marsden und H. Richardson, Phil. Mag. **25**, 184, 1913; H. J. Vennes, Sill. Journ. **44**, 69, 1917 (nach Phys. Ber. **1**, 905, 1920).

3) T. S. Taylor, Phil. Mag. **18**, 604, 1909.

Die Kurven ordnen sich also nach den Ordnungszahlen der Elemente; dem entspricht vollkommen, daß der Exponent $\varkappa$ der Näherungsgleichung (1) mit wachsender Ordnungszahl fast stetig fällt (Flamm und Schumann a. a. O.). Es ist hiernach nicht leicht, das „Bremsvermögen s" einer Substanz für α-Strahlen einwandfrei zu definieren. Rausch von Traubenberg[1]) setzt:

$$s = \frac{\text{const.}}{NR},$$

wo N die Zahl der Atome in cm^3 der absorbierenden Substanz, R die Reichweite der α-Strahlen von RaC ist. Diese Definition geht im

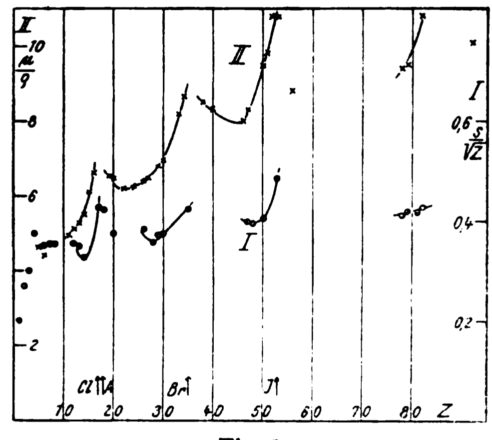


Fig. 3.

Prinzip auf Bragg zurück. Die const. ist dadurch bestimmt, daß man für eine Normalsubstanz, z. B. Sauerstoff (bei Bragg Luft) $s = 1$ setzt. Bragg fand angenähert s proportional der Wurzel aus dem Atomgewicht; Rausch von Traubenberg zeigt, daß bessere Proportionalität mit der Wurzel aus der Ordnungszahl Z besteht:

$$s = \text{const.} \sqrt{Z}. \tag{2}$$

Dieses einfache „Braggsche Gesetz" (in modernerer Fassung) bietet, wie wir sehen werden, für die Theorie einen wichtigen Anhaltspunkt; es sagt nämlich aus, daß die Bremswirkung eines Atoms langsamer wächst als die Elektronenzahl im Atom. Aber auch das Braggsche Gesetz gilt nur näherungsweise, wie die Fig. 3 zeigt. Hier sind nach

1) H. Rausch von Traubenberg, Zeitschr. f. Phys. 5, 396, 1921.

Rausch von Traubenberg[1]) die Werte von $s/\sqrt{Z}$ gegen die Ordnungszahlen Z als ⊙ eingetragen; wie man sieht, fallen besonders die Halogene und das Edelgas Argon stark nach oben heraus. Wenn auch die Meßgenauigkeit für die einzelnen Punkte keine sehr große sein kann, werden sich doch w. u. gewichtige Hinweise darauf ergeben, daß auch diesen Unregelmäßigkeiten eine tiefere theoretische Bedeutung beizumessen ist. Ebenso ist es vom Standpunkt unseres Themas sehr interessant, daß das Bremsvermögen keine rein atomare Eigenschaft ist, wie Bragg annahm, sondern daß besonders bei Verbindungen mit elektronenarmen Atomen wie Wasserstoff das Bremsvermögen ein merklich anderes ist, als es sich durch Summierung der atomaren Bremsvermögen ergeben würde (Rausch von Traubenberg a. a. O.).

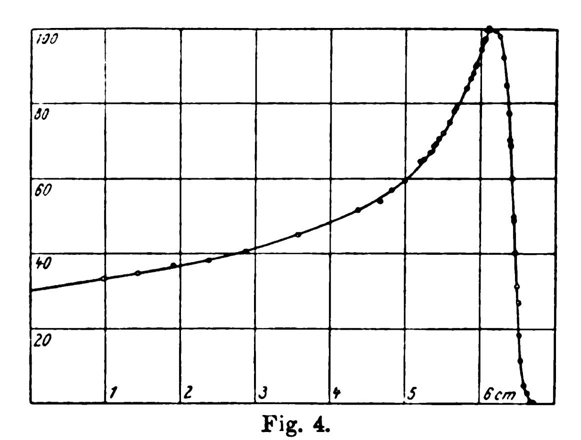


Fig. 4.

6. Ionisation. Das augenfälligste Äquivalent des Energieverlustes bildet die Ionenproduktion längs des Weges eines α-Teilchens[2]). Die Abhängigkeit der „differentialen Ionisation" (Zahl der erzeugten Ionenpaare pro cm Weglänge) von der Geschwindigkeit wird allgemein durch die bekannte „Braggsche Kurve"[3]) zusammen mit der Geschwindigkeitskurve gegeben. Die Braggsche Kurve, welche die differentiale Ionisation längs der Strahlenbahn darstellt, ist in Fig. 4 für

1) H. Rausch von Traubenberg, Zeitschr. f. Phys. 5, 396, 1921.

2) Unter Ionisation soll hier stets die Abtrennung von Elektronen vom Atom verstanden werden. Daß auch bei der Zerlegung in zwei Atom- oder Molekülionen der primäre Vorgang in der Loslösung eines Elektrons besteht, ist zwar wahrscheinlich, aber noch nicht direkt erwiesen.

3) W. H. Bragg und R. D. Kleeman, Phil. Mag. 1904—1906.

Luft nach den neuesten Messungen von Henderson[1]) wiedergegeben. Die Form der Kurve variiert nicht unwesentlich mit der Natur des Gases, so ist in H_2 das Maximum schärfer als in Luft[2]). Hierbei ist aber die Verschiedenartigkeit der Geschwindigkeitskurven im Auge zu behalten, welche in die Braggsche Kurve mit eingeht.

Die „totale Ionisation" (Gesamtzahl der von einem α-Teilchen gegebener Geschwindigkeit erzeugten Ionenpaare) ist für verschiedene Gase nicht ganz die gleiche[3]), sie ist z. B. bei den Halogenwasserstoffen um 29 Proz. größer als in Luft.

Die Elektronen verlassen das ionisierte Atom mit merklicher Geschwindigkeit und sind als sekundäre Elektronenstrahlen, „δ-Strahlen", nachweisbar. Sowohl die an Gasen wie an Metallflächen erzeugten δ-Strahlen sind oft Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen[4]). Es zeigte sich, daß die Geschwindigkeitsverteilung der δ-Strahlen nicht wesentlich von der α-Strahlgeschwindigkeit und der Natur der ionisierten Substanz abhängt. Der Hauptanteil der δ-Strahlen hat Geschwindigkeiten unter 40 Volt, wobei die Zahl der in einem infinitesimalen Geschwindigkeitsbereich liegenden Strahlen mit wachsender Geschwindigkeit rasch abnimmt. Spätere Untersuchungen von Bumstead[5]) zeigten, daß man die δ-Strahlen auch bis zu erheblich größeren Geschwindigkeiten, nämlich etwa 2000 Volt verfolgen kann, und daß die δ-Strahlen ihrerseits wieder tertiäre Elektronenstrahlen zu erzeugen vermögen. Wenn auch nur ein Bruchteil der Sekundärstrahlen genügend große Geschwindigkeit hat, um selbst wieder ionisierend zu wirken, so liegt hierin doch eine erhebliche Komplikation der Verhältnisse, welche die Deutung aller absoluten Ionisationsmessungen sehr erschwert.

Auf die von α-Strahlen erzeugten sekundären Massestrahlen soll später eingegangen werden.

Absorption und Ionisation der Elektronenstrahlen.

7. Absorption. Während bei den α-Strahlen der hervorstechendste Zug ihre ausgeprägte Geradlinigkeit bei verhältnismäßig rascher Ge-

1) G. H. Henderson, Phil. Mag. 42, 538, 1921.
2) Taylor, Phil. Mag. 21, 571, 1911.
3) Meyer und v. Schweidler, Radioaktivität, S. 157.
4) Zusammenf. Ber. von F. Hauser, dieses Jahrb. **10**, 445, 1913.
5) Bumstead, Phil. Mag. 26, 223, 1913; es gelang demselben Forscher auch (Phys. Rev. 8, 715, 1916), die δ-Strahlen nach der Wilsonschen Nebelmethode direkt sichtbar zu machen.

schwindigkeitsabnahme ist, ist für die Elektronenstrahlen gerade die starke Richtungsveränderlichkeit, auch bei Strahlen geringer Absorbierbarkeit, charakteristisch; sie bewirkt, daß ein β-Strahl sich um 360^0 und mehr drehen kann, ehe er absorbiert ist. Darin ist es auch begründet, daß die Zerstreuungsgesetze sich an β-Strahlen viel exakter verifizieren lassen als an α-Strahlen, z. B. geben die Crowtherschen Zerstreuungsmessungen an β-Strahlen [1]) die von der Theorie geforderte parabolische Abhängigkeit von der Schichtdicke vollkommen rein, während Geiger mit seinen α-Strahlenmessungen erst nach Berücksichtigung des Geschwindigkeitsverlustes zu einer Bestätigung der Theorie gelangte [2]). Umgekehrt sind nun aus demselben Grunde bei den α-Strahlen die Absorptionserscheinungen weit durchsichtiger. Bei den Elektronenstrahlen besteht anscheinend noch keine volle Einigkeit darüber, welcher der drei Teilvorgänge: Abnahme der Teilchenzahl, Geschwindigkeitsabnahme und Diffusion bei Absorptionsmessungen die Hauptrolle spielt. Nach Lenards Ansicht [3]) ist bei kleinen absorbierenden Schichtdicken in der Hauptsache nur die Verringerung der Teilchenzahl wirksam: aus dem Strahlenbündel werden durch die absorbierenden Atome einzelne Elektronen herausgefangen und plötzlich auf Geschwindigkeiten von molekularer Größenordnung abgebremst. Indessen werden dieselben Messungen, welche Lenard als beweisend für diese Auffassung ansieht, von Stark [4]) und anderen als Diffusionsmessungen gedeutet; danach werden die verschwindenden Teilchen nicht vollkommen gebremst, sondern seitlich aus dem Bündel herausgestreut. W. Wilson [5]) zieht zur Erklärung seiner Absorptionskurven auch die Geschwindigkeitsabnahme mit heran. Nach all dem ist über die „Reichweite" der Elektronenstrahlen und ihre Schwankungen nichts Sicheres bekannt. Die Lenardsche Ansicht geht dahin, daß die Schwankungen so groß sind, daß von einer Reichweite in dem Sinne wie bei α-Strahlen überhaupt nicht die Rede sein kann [6]), während Bohr aus theoretischen Überlegungen heraus (s. Ziff. 13) auf kleine Reichweitenschwankungen schließt.

Die grundlegenden Untersuchungen Lenards und seiner Schule führten zu dem „Lenardschen Gesetz" der Massenproportionalität

---

1) I S. 30.
2) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. 86, 235, 1912.
3) P. Lenard, Kathodenstrahlen, S. 28ff.
4) J. Stark, Winkelmanns Handb. d. Phys. IV, 595, 1905.
5) W. Wilson, Proc. Roy. Soc. 87, 315, 1912.
6) P. Lenard, Kathodenstrahlen, S. 63.

der Absorption. Es scheint, daß noch mehr als dieses einfache Gesetz die Abweichungen von diesem theoretisches Interesse beanspruchen. Sie treten am deutlichsten hervor bei den Messungen von Friman (mit UX-Strahlen)[1]), in der Form, daß die Halogene beträchtlich stärker absorbieren, als das Lenardsche Gesetz verlangt. Auch H_2 absorbiert wesentlich mehr, als seiner Dichte entspricht. Das Bild wird vervollständigt durch die (älteren) Absorptionsmessungen von Crowther[2]), welche zwar die von Friman eingehend diskutierten Fehlerquellen noch unberücksichtigt lassen, sich aber über einen größeren Variationsbereich der absorbierenden Substanzen erstrecken. Die Meßresultate Crowthers sind als Massenabsorptionskoeffizienten (Abs. Koeff. μ/ Dichte ϱ) mit $\times$ in die Fig. 3 eingetragen. Man erkennt ausgeprägte Maxima der Absorption in der Gegend der Halogene oder Edelgase. Eine ähnliche Periodizität mit dem Atomgewicht ist zwar auch für die Rückdiffusion der β-Strahlen an dicken Schichten gefunden worden[3]), und es mag daher zunächst zweifelhaft erscheinen, ob die Periodizität nur durch die Rückdiffusion an der absorbierenden Schicht vorgetäuscht wird, oder ob umgekehrt das periodische Verhalten der Absorption direkt zukommt, welche ja bei der Rückdiffusion an dicken Schichten notwendig eine große Rolle spielen muß[4]). Die letztere Möglichkeit muß zweifellos als die weitaus wahrscheinlichere angesehen werden, denn Zerstreuungsmessungen an dünnen Schichten, wo also die Absorption ausgeschaltet ist, haben niemals Anzeichen dieser Periodizität ergeben. Auch entsprechen den Maximi der Absorption Minima der Rückdiffusion; käme die Periodizität nur der Rückdiffusion zu, so müßten die Maxima für beide Vorgänge zusammenfallen. H. W. Schmidt[5]) konnte das periodische Verhalten der Absorption nicht bestätigen, doch weist Glasson[6]) überzeugend nach, daß dies auf die Auswahl der untersuchten Substanzen zurückzuführen ist. Danach muß also die Existenz der Absorptionsmaxima in der Gegend der Halogene oder Edelgase als gesichert angesehen werden. Vergleicht man nun in Fig. 3 die Crowthersche Kurve II mit der ihr in gewissem Sinne ent-

---

1) E. Friman, Ann. d. Phys. **49**, 373, 1916; neuerdings wieder bestätigt durch sehr sorgfältige Messungen von A. Becker (Ann. d. Phys. **67**, 428, 1922).

2) Crowther, Phil. Mag. **12**, 379, 1906.

3) Mc Clelland, Proc. Roy. Soc. **80**, 501, 1908.

4) Rutherford, Rad. Subst. 1913, S. 228.

5) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. **23**, 671, 1907; Phys. Zeitschr. **10**, 929, 1909; **11**, 262, 1910.

6) Glasson, Phil. Mag. **43**, 393, 1922.

sprechenden I für α-Strahlen, so findet man einen auffallend parallelen Verlauf[1]. Die Analogie wird noch vollkommener, wenn man mit Lenard[2]) für die „Umwege" der β-Strahlen in der absorbierenden Schicht korrigiert; dann geht nämlich der allgemeine Anstieg von μ/ϱ mit wachsendem Atomgewicht, wie ihn Kurve II zeigt, in einen schwachen Abfall über, d. h. die Absorption nimmt langsamer zu als das Atomgewicht, ebenso wie bei den α-Strahlen. Auch für die Abweichungen von der Additivität der Atomabsorption, wie sie bei α-Strahlen bestehen, wurden bei Kathodenstrahlen Anzeichen gefunden[3]).

Über den Geschwindigkeitsverlust von Kathoden- und β-Strahlen liegt eine große Zahl von direkten Untersuchungen vor, deren Resultate aus den bereits erörterten Gründen z. T. nur schwer miteinander vergleichbar sind. Lenard[4]) hat nach kritischer Sichtung dieses ganzen Materials die Geschwindigkeitsabnahme in der am meisten untersuchten Substanz *Al* durch eine einheitliche Kurve dargestellt, welche dv/dx als Funktion von v wiedergibt. Hiernach läßt sich die der Geschwindigkeitskurve der α-Strahlen entsprechende Kurve konstruieren, welche Lenard als „Grenzdickenkurve" bezeichnet. Die Grenzdicke X, d. h. die Schichtdicke, welche ein Strahlenteilchen der Geschwindigkeit v durchdringen würde, wenn es nicht aus dem Strahlenbündel ausscheiden würde, ist

$$X = \int_0^v \frac{dv}{dv/dx}.$$

Der Teil der Kurve für mittlere Geschwindigkeiten ist in Fig. 5 wiedergegeben; wie man sieht, ist die Kurve stärker gekrümmt als die Geschwindigkeitskurven der α-Strahlen, so daß, wenn man das verallgemeinerte Geigersche Gesetz Gl. (1) mit X statt R ansetzt, für den Exponenten $\varkappa$ ein größerer Wert als bei α-Strahlen zu nehmen ist. In der Tat finden Whiddington[5]) und v. Baeyer[6]), daß v^4 proportional der durchsetzten Schichtdicke abnimmt. Eine Kurve

$$v^4 = \text{const.}\, X$$

1) Diese interessante Analogie scheint von Rausch von Traubenberg nicht bemerkt worden zu sein.

2) P. Lenard, Kathodenstrahlen, S. 104.

3) A. Becker, Ann. d. Phys. **67**, 428, 1922.

4) Kathodenstrahlen, S. 49ff.

5) Whiddington, Proc. Roy. Soc. **86**, 360, 1912.

6) v. Baeyer, Phys. Zeitschr. **13**, 485, 1912.

ist in die Fig. 5 eingetragen; für Geschwindigkeiten < etwa 0,75 Lichtgeschwindigkeit fällt sie mit der aus den experimentellen Daten gewonnenen praktisch zusammen. Für sehr schnelle β-Strahlen findet Wilson[1]) Proportionalität zwischen Energieabnahme und Schichtdicke. Andere absorbierende Substanzen sind wenig untersucht, daher ist über die feineren Unterschiede zwischen den Grenzdickenkurven nichts bekannt. Doch steht wenigstens für nicht sehr große Geschwindigkeiten (< 0,8 Lichtgeschwindigkeit) fest, daß die Bremswirkung langsamer zunimmt als das Atomgewicht[2]). Wir haben hier wieder das (wenigstens qualitative) Analogon zum Braggschen Gesetz für α-Strahlen.

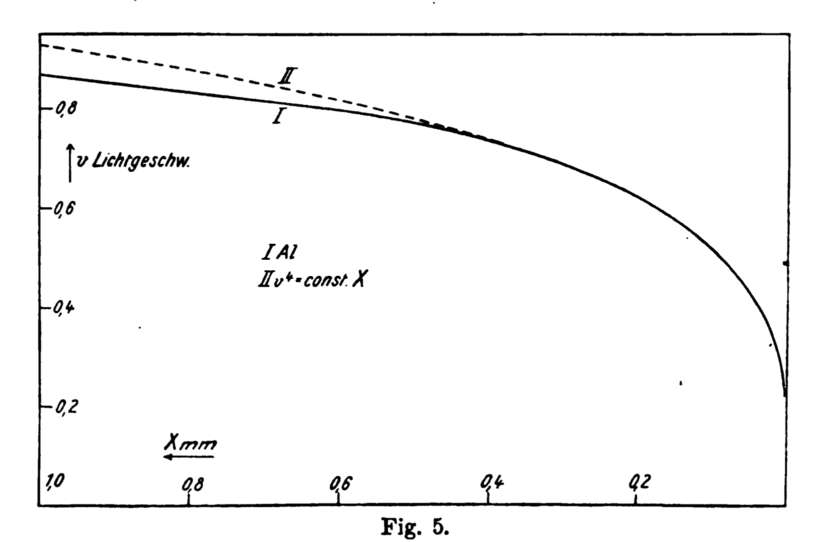


Fig. 5.

8. Ionisation. Exakten Absolutmessungen zugänglich ist die Ionisation durch Elektronenstrahlen. Ein zusammenhängendes Bild von der differentialen Ionisation in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit in Luft gibt Lenard nach Messungen von Bloch[3]), Mayer[4]) u. a.; es umfaßt alle Geschwindigkeiten bis zu 0,96 Lichtgeschwindigkeit hinauf. Das allgemeine Bild ist in allen Punkten dasselbe wie bei den α-Strahlen: oberhalb einer zur Ionisation nötigen Minimalgeschwindigkeit von $2 \cdot 10^8$ cm/sec (entsprechend etwa 11 Volt, von

1) W. Wilson, Proc. Roy. Soc. **84**, 141, 1911.
2) Lenard, Kathodenstrahlen S. 61.
3) S. Bloch, Ann. d. Phys. **38**, 559, 1912.
4) F. Mayer, ebenda **45**, 1, 1914.

Lenard ermittelt), steigt die Ionisation zunächst mit wachsender Geschwindigkeit, um ihr Maximum bei etwa 130 Volt zu erreichen; mit weiter zunehmender Geschwindigkeit nimmt die Ionisation wieder ab, und zwar ist sie in diesem Teile proportional v^{-2}[1]. Ein Vergleich verschiedener Substanzen ergibt ungefähre Massenproportionalität, nur Wasserstoff gibt wieder eine stärkere Sekundärstrahlung, als seiner Dichte entspricht. Alle diese Abweichungen beim Wasserstoff verschwinden, wenn man statt mit den Atomgewichten mit den Ordnungszahlen rechnet; die Proportionalität der Absorption, Ionisation usw. bezieht sich nicht eigentlich auf die Masse, sondern auf die Elektronenzahl, welche bei Wasserstoff ebenfalls doppelt massenproportional mit den folgenden Elementen ist (vgl. den theoretischen Teil). Die Form der Ionisationskurven zeigt für verschiedene Gase nur geringe Verschiedenheiten. Nach Ramsauer[2] lassen sich sogar die Ionisationskurven von α- und Kathodenstrahlen in Luft gut zur Deckung bringen, wenn man die Geschwindigkeit als Abszisse benutzt. Hierzu ist allerdings zu bemerken, daß unsere Kenntnisse über die ionisierende Wirkung langsamer α-Strahlen, insbesondere über die Grenzgeschwindigkeit derselben noch recht lückenhaft sind (vgl. Ziff. 5), so daß hier die von Ramsauer bemerkte Übereinstimmung wohl noch in Frage steht. Die von einem β-Teilchen pro cm Weglänge erzeugte Zahl von Ionenpaaren ist etwa 10mal kleiner als bei einem α-Teilchen gleicher Geschwindigkeit.

Auch bezüglich der Geschwindigkeitsverteilung der als Resultat der Ionisation entstehenden sekundären Elektronenstrahlen (δ-Strahlen) sind die Verhältnisse denen bei α-Strahlen sehr ähnlich. Wenn auch der Hauptanteil der δ-Strahlen Geschwindigkeiten unter 40 Volt hat, konnte Ishino[3] noch solche bis etwa 1000 Volt nachweisen und für diese auch das Verteilungsgesetz aufnehmen. Letzteres ergab sich unabhängig von der Primärgeschwindigkeit und nur wenig abhängig von dem ionisierten Gase (Luft, H_2): der Bruchteil, welcher eine Energie $> E$ hat, wurde proportional $E^{-\lambda}$ gefunden, wobei λ für Luft den Wert 0,84, für H_2 den Wert 0,91 hatte. Diese einfache Formel gilt für einen Geschwindigkeitsbereich der δ-Strahlen von 40 bis 700 Volt; die Geschwindigkeiten $<$ 40 Volt sind wesentlich stärker vertreten, als dieser Formel entsprechen würde. Aber auch mit 1000 Volt ist die obere Geschwindigkeitsgrenze der von β-Strahlen

1) W. Wilson, Proc. Roy. Soc. 85, 240, 1911.
2) C. Ramsauer, dieses Jahrb. 9, 515, 1912.
3) M. Ishino, Phil. Mag. 32, 202, 1916.

erzeugten δ-Strahlen nicht erreicht, vielmehr zeigen die von Bothe[1]) beobachteten Verzweigungen an β-Strahlenbahnen (nach der Wilsonschen Nebelmethode), daß selbst δ-Strahlen von wesentlich mehr als 10000 Volt auftreten, wenn auch in verschwindend kleiner Zahl.

Die totale Ionisation durch β-Strahlen ist nahezu unabhängig von der ionisierten Substanz, zeigt aber nach J. Kleeman[2]) die gleichen Abweichungen von dieser Gesetzmäßigkeit wie bei den α-Strahlen.

Theorie der Absorption.

9. Lenard. Wir wenden uns zunächst den Vorstellungen zu, welche sich Lenard auf Grund der experimentellen Gesetze der Kathodenstrahlenabsorption über den Bau der Atome gebildet hat[3]). Lenard denkt sich die Atome aufgebaut aus elektrischen Dipolen von ungefähr gleichem Moment. In diesen als „Dynamiden" bezeichneten Bausteinen der Materie soll die schwere und die träge Masse konzentriert sein; sie nehmen nur einen sehr geringen Bruchteil des „Atomvolumens" im gewöhnlichen Sinne ein; ihre Zahl im Atom soll proportional dem Atomgewicht sein, so daß gleiche Massen verschiedener chemischer Natur auch die gleiche Zahl von Dynamiden enthalten. Die Absorption der Kathodenstrahlen besteht in einem Einfangen solcher Strahlenteilchen, welche in das Kraftfeld einer Dynamide geraten. Damit ist eine sehr einfache Deutung des Lenardschen Gesetzes von der konstanten Massenabsorption gewonnen. Die Abweichungen von diesem Gesetz sind nach Lenard zurückzuführen auf etwas verschiedene dielektrische Momente, also verschiedene Ausdehnung der Dynamiden. Danach wäre eine gewisse Parallelität zu erwarten zwischen diesen Abweichungen und dem Atomvolumen, wie auch der um 1 verminderten Dielektrizitätskonstante. Solche ist in der Tat, wie Becker[4]) zeigt, auch weitgehend vorhanden. Es ist sehr bemerkenswert, daß hier schon frühzeitig ein aussichtsreicher Versuch vorlag, den Einfluß der Anordnung der Elementarladungen des Atoms auf die Absorption der Kathodenstrahlen zu fassen. Zu einer quantitativen Theorie ließen sich die Lenardschen Anschauungen nicht durchbilden, da ihnen derjenige Kontakt mit anderen Erscheinungsgebieten, insbesondere mit der Optik fehlte, welcher den heute ge-

1) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **12**, 117, 1922.
2) J. Kleeman, Proc. Roy. Soc. **84**, 16, 1911.
3) P. Lenard, Kathodenstrahlen, S. 104.
4) A. Becker, Ann. d. Phys. **17**, 446, 1905.

bräuchlichen Anschauungen zum Erfolge verhalf. Es zeigt sich hier schon deutlich, daß die Absorption von Korpuskularstrahlen eine zu komplizierte und in ihren Einzelheiten zu wenig zugängliche Erscheinung ist, als daß auf sie allein eine Atomtheorie zu stützen wäre. Indessen hat sich bekanntlich die Ansicht, daß die Atombestandteile räumlich nur einen winzigen Bruchteil des Atoms ausmachen, bis heute bewährt, entgegen der Thomsonschen Auffassung von der kontinuierlichen Raumerfüllung im Atom.

10. Thomson. Die mathematische Formulierung und Behandlung der hier vorliegenden Probleme wurde durch J. J. Thomson angebahnt[1]). Seine Konzeption des Atommodelles (schwach gebundene Elektronen in einer positiven Sphäre) war bestimmt genug, um wenigstens Überschlagsrechnungen zu erlauben. Auf der Maxwellschen Behandlung des Zweikörperproblems fußend, betrachtet er die Wechselwirkung zwischen einem geladenen Teilchen (Masse M, Ladung E), welches mit großer Geschwindigkeit (v) das Atom durchdringt, und den Atomelektronen (Masse m, Ladung e), wobei er mangels besserer Kenntnisse die letzteren als ruhend betrachtet und ihre Bindung höchstens in Gestalt einer Vergrößerung der trägen Masse sich äußern läßt. Unter diesen Voraussetzungen führt eine elementare Rechnung leicht auf folgende Beziehungen für den Winkel (2ϑ), um welchen das bewegte Teilchen durch ein Atomelektron aus seiner Richtung abgelenkt wird, und dem Energiebetrag Q, welchen das Strahlenteilchen an das Atomelektron abgibt:

$$\sin^2\vartheta = \frac{1}{1 + p^2/\lambda^2}, \tag{3}$$

$$Q = \frac{2mM^2v^2}{(M+m)^2}\sin^2\vartheta. \tag{4}$$

Darin ist p der ursprüngliche Abstand des Atomelektrons von der Teilchenbahn, und zur Abkürzung ist

$$\lambda = \frac{Ee}{v^2}\,\frac{M+m}{Mm}$$

gesetzt. Der Gedanke, daß das Strahlenteilchen Energie an die Atomelektronen überträgt und daher selbst einen fortschreitenden Geschwindigkeitsverlust in der Materie erleidet, ist damit klar herausgearbeitet. Der Energieverlust ΔT, welchen das Strahlenteilchen beim

1) J. J. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, Cambridge 1906, S. 375ff.

Durchsetzen einer Schicht von der Dicke Δx erfährt, ergibt sich leicht zu

$$\Delta T = \frac{4\pi e^2 E^2 N Z \Delta x}{m v^2} \int_0^{p_0} \frac{p\,dp}{p^2 + \lambda^2}, \tag{5}$$

wenn N die Zahl der Atome im cm³, Z die Zahl der Elektronen in einem Atom ist. Bezüglich der oberen Grenze des Integrals wird dann angenommen, daß alle Wirkungen beschränkt sind auf Abstände $p < p_0$, welche höchstens von der Größenordnung des mittleren Abstandes zweier Atomelektronen sind. Hierin liegt offenbar eine große Willkür, die sich indessen bei so einfachen Grundannahmen nicht vermeiden läßt; unterwirft man nämlich den Wirkungsbereich der Atomelektronen keinerlei Beschränkung, so kommt der Energieverlust $\log \infty$ heraus. Die hierin liegende Hauptschwäche der Theorie wird erst durch Bohr überwunden (vgl. Ziff. 12). Das Endresultat von Thomsons Betrachtungen ist schließlich, daß das Quadrat der Teilchenenergie proportional der durchlaufenen Strecke abnehmen muß. Diese Beziehung ist über einen weiten Bereich der Geschwindigkeiten bei Kathodenstrahlen erfüllt (vgl. Ziff. 7).

Von dieser wahren Energieabsorption unterscheidet Thomson klar die „Absorption durch Diffusion", welche er ebenfalls nach den obigen Grundformeln berechnet. Sie ergibt sich, wie leicht zu übersehen, als exponentiell und proportional der Elektronenzahl im cm³, also entsprechend dem Lenardschen Gesetz, wenn die Elektronenzahl pro Atom proportional dem Atomgewicht ist. Für die Abweichungen vom Lenardschen Gesetz bietet die Thomsonsche Theorie keine einleuchtende Erklärung.

Durch Vergleich mit experimentellen Resultaten kommt Thomson zu dem wichtigen Ergebnis, daß die Elektronenzahl im Atom von der Größenordnung des Atomgewichtes ist.

Auf α-Strahlen glaubt Thomson die soeben skizzierte Theorie nicht anwendbar, weil er ein Eindringen von α-Teilchen in Atome noch für ausgeschlossen hält. Wir können daher seine diesbezüglichen Anschauungen hier übergehen.

11. Die Darwinsche Theorie der Geschwindigkeitsabnahme der α-Strahlen[1]) besteht wesentlich in einem Ausspinnen Thomsonscher Gedankengänge unter Zugrundelegung des Rutherfordschen Atommodells. Den Ausgangspunkt bilden die oben angegebenen Grund-

1) C. G. Darwin, Phil. Mag. **23**, 907, 1912.

gleichungen (3) und (4). Damit tritt auch dieselbe Schwierigkeit auf wie bei **Thomson** bezüglich der räumlichen Begrenzung der absorbierenden Wirkung eines Kraftzentrums. **Darwin** denkt sich die Wirkung gerade bis zum „Rande des Atoms" sich erstreckend — eine Annahme, welche kaum weniger willkürlich ist als die **Thomson**sche. Dieser Schwäche seiner Theorie ist sich **Darwin** bewußt, denn er erklärt damit die Abweichungen von der Erfahrung, zu denen sie führt. Die Absorption durch den Kern ist wegen der großen Masse desselben gänzlich zu vernachlässigen. Für die Geschwindigkeitskurve ergibt sich die Formel:

$$\frac{dv}{dx} = \frac{\pi E^2 e^2 N Z}{M m v^3} \left\{ \lg \left(1 + \frac{\sigma^2 m^2 v^4}{E^2 e^2}\right) - f\left(\frac{\sigma^2 m^2 v^4}{E^2 e^2}\right) \right\}, \tag{6}$$

worin σ der Atomradius und f eine komplizierte Funktion ist, welche für das Vollkugel-Atom etwas anders aussieht als für das Schalen-Atom, im übrigen aber von geringer Bedeutung ist. Diese Formel läßt sich durch Annahmen über den Atomradius den experimentellen Kurven recht gut anpassen. Für Luft als absorbierende Substanz wird mit $\sigma = 10^{-8}$; $10^{-8,5}$; 10^{-9} bezüglich $Z = 7{,}1$; $11{,}1$; $19{,}2$. Bei der Prüfung an anderen Substanzen geht **Darwin** in der Weise vor, daß er für zwei verschiedene Geschwindigkeitswerte das Bremsvermögen (ausgedrückt in „cm Luftäquivalent") den experimentellen Daten entnimmt. Nimmt er dazu den Radius des Luftatoms, so ist durch diese drei Größen sowohl die Form der Geschwindigkeitskurve in der Versuchssubstanz, als auch deren Atomradius und Elektronenzahl bestimmt. Die Kurvenform kommt gut heraus, wie die Probe an einer beliebigen dritten Geschwindigkeit zeigt. Wird der Atomradius von Luft mit 10^{-8} angesetzt, so ergibt sich für die Elektronenzahlen durchweg ungefähr das halbe Atomgewicht, in guter Übereinstimmung also mit den fast gleichzeitig aus den Einzelstreuungsmessungen von **Geiger** und **Marsden**[1]) erschlossenen Werten. Dagegen ergeben sich für die Atomradien Werte, welche mit steigendem Atomgewicht abnehmen bis zur Größenordnung 10^{-10} für Blei und Gold. Andererseits wird der Atomradius von Wasserstoff unwahrscheinlich groß gefunden; dazu kommt, daß sich eine passende Geschwindigkeitskurve in H_2 nur findet, wenn der Luftatomradius nicht größer als 10^{-9} angenommen wird. Führt man in **Darwins** Endformel das empirische **Bragg**sche Gesetz ein: atomares Bremsvermögen proportional $\sqrt{A}$(tomgewicht), so wird lg (const. σ) proportional $A^{-\frac{1}{2}}$. Hierin kommt ebenfalls der Gang

1) Vgl. I S. 26.

des (als Wirkungsbereich aufgefaßten) Atomradius mit dem Atomgewicht zum Ausdruck. So absurd dieser Gang auf den ersten Blick erscheinen mag, werden wir doch bei der Besprechung der Bohrschen Theorie sehen, daß er einer gewissen physikalischen Bedeutung nicht entbehrt.

12. Die Bohrsche Theorie. Wir denken uns ein ruhendes, quasi-elastisch gebundenes Elektron und ein geladenes Teilchen, welches mit großer Geschwindigkeit in unmittelbarer Nähe an dem Elektron vorbeifliegt. Die Einwirkung des Teilchens auf das Elektron wird darin bestehen, daß letzteres einen Impuls erhält, ohne sich wesentlich aus seiner Gleichgewichtslage zu entfernen (es hat „keine Zeit, sich einzustellen"); es wird sich so verhalten, als ob es frei wäre. Bewegt sich dagegen das Teilchen langsam und in großer Entfernung an dem Elektron vorbei, so wird sich ein fortlaufendes Gleichgewicht einstellen zwischen den beiden auf das Elektron wirkenden Kräften, dieses wird nach dem Passieren des Teilchens ruhig in seine Gleichgewichtslage zurückkehren, ohne Energie von dem Teilchen übernommen zu haben. Damit ist eine natürliche Begrenzung des absorbierenden Wirkungsbereiches eines Atomelektrons gegeben, welche nicht mehr, wie bei Thomson und Darwin, irgendwelcher Willkür unterliegt, sondern in Atomeigenschaften, nämlich der Eigenfrequenz des Atomelektrons, begründet ist. Dies ist der Grundgedanke der Bohrschen Absorptionstheorie[1]). Wegen der außerordentlichen mathematischen Kompliziertheit des allgemeinen Falles rechnet Bohr mit der Einschränkung, daß die Eigenfrequenzen $2\pi\nu$ klein sind gegenüber v/λ und v/die Dimensionen der ungestörten Elektronenbahnen (Bezeichnung wie in Ziff. 10). Dann ergibt sich auf immerhin nicht ganz einfache Weise als obere Grenze des Integrals in (5):

$$p_0 = p_\nu = \frac{1{,}123}{2\pi} \frac{v}{\nu}.$$

Da stets Eigenfrequenzen von der Größenordnung der ultravioletten vorhanden sind, so ist p_0 für α-Strahlen von der Größenordnung des 10fachen, für schnelle β-Strahlen sogar des 100fachen Atomradius. Durch Ausführung der Integration und Summation über alle (Z) Elektronen folgt für den Energieverlust ΔT in einer Schicht von der Dicke Δx:

$$\frac{\Delta T}{\Delta x} = \frac{4\pi E^2 e^2 N}{m v^2} \sum \lg \left(\frac{1{,}123 v^3 M m}{2\pi \nu E e (M + m)} \right). \qquad (7)$$

---

1) N. Bohr, Phil. Mag. 25, 10, 1913; 30, 581, 1915.

Der Vergleich mit der sehr ähnlich gebauten Darwinschen Formel zeigt, daß das, was Darwin als den Atomradius σ deutet, im wesentlichen nichts anderes ist als p_0; daß die Darwinsche Theorie jene merkwürdige Abnahme des Atomradius mit zunehmendem Atomgewicht liefert, bedeutet einfach, daß die Eigenfrequenzen mit wachsendem Atomgewicht zunehmen — eine uns heute geläufige Tatsache. Sie bewirkt, daß die mittlere Absorptionsfähigkeit der Atomelektronen mit wachsendem Atomgewicht abnimmt, woraus sich unmittelbar ergibt, daß das Bremsvermögen langsamer wächst als das Atomgewicht — wie es sowohl bei α-Strahlen (Braggsches Gesetz) als auch Kathodenstrahlen der Fall ist. Darüber hinaus liefert aber die Bohrsche Formel auch direkt eine Erklärung für die verschiedene Form der Geschwindigkeitskurve in verschiedenen Substanzen und für verschiedene Strahlen. Ist nämlich v^3/ν genügend groß, so kann man den logarithmischen Term in (7) als konstant ansehen und erhält (bei Massenkonstanz):

$$\frac{d(v^4)}{dx} = \text{const.},$$

wie an mittelschnellen Kathodenstrahlen experimentell gefunden. Mit abnehmendem v und zunehmendem ν wird die Veränderlichkeit des logarithmischen Faktors mehr und mehr von Einfluß. Dieser Einfluß kommt einem Herabdrücken des in der letzten Gleichung auftretenden Exponenten an v gleich; daher bei α-Strahlen die ständige Zunahme des Exponenten $\varkappa$ der verallgemeinerten Geigerschen Gleichung (1) mit abnehmendem Atomgewicht, wobei wegen der kleinen Geschwindigkeit stets $\varkappa$ wesentlich < 4 bleibt.

Wir haben bei der Besprechung der experimentellen Tatsachen immer wieder Gelegenheit gehabt, auf Analogien im Verhalten der α-Strahlen und Elektronenstrahlen hinzuweisen; diese lassen vermuten, daß die Geschwindigkeitsabnahme bei beiden Strahlenarten auf denselben Vorgängen beruht. In der Tat muß die Bohrsche Formel ihrer Herleitung nach sowohl auf α-Strahlen als auch auf β-Strahlen anwendbar sein; aber wegen der gemachten Voraussetzungen ist bei α-Strahlen nur bei kleinem Atomgewicht der absorbierenden Substanz ($Z < 10$) Übereinstimmung mit dem Experiment zu erwarten; bei β-Strahlen fällt diese Beschränkung fort. Die Veränderlichkeit der Elektronenmasse bringt bei den β-Strahlen Korrektionen mit sich, welche aber nur bei sehr großer Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit ins Gewicht fallen. Die numerische Prüfung der Formel an Hand der vorliegenden Messungen nimmt einen breiten Raum in den beiden Arbeiten Bohrs ein. Für die Wasserstoffmolekel werden die zwei gleichen

Eigenfrequenzen ($2{,}21 \cdot 10^{16}$) zugrunde gelegt, durch welche sich nach Cuthbertson die Refraktion und Dispersion von H_2 darstellen läßt. Mit den — allerdings nicht sehr eingehenden — Messungen sind die Resultate in überraschend gutem Einklang: die Reichweite der *RaC*-Strahlen ergibt sich zu etwa 27 cm (gemessen von Taylor 30,9 cm). Das Verhältnis der Reichweiten in *He* und H_2 wird, ebenfalls unter Benutzung optischer Daten für *He*, berechnet zu 1,09 (gemessen von Taylor 1,05). Die Genauigkeit reicht aus, um mit Sicherheit festzustellen, daß die H_2-Molekel ebenso wie das *He*-Atom 2 Elektronen enthält. Für die O_2-Molekel kann allein aus der Form der Geschwindigkeitskurve auf 18 Elektronen (statt 16) geschlossen werden. Von diesen sind nach dem Verlauf der optischen Dispersion 4 Dispersionselektronen; die mittlere Frequenz der übrigen wird zu $6 \cdot 10^{17}$ berechnet, d. i. die Größenordnung der zu erwartenden weichen Röntgenstrahlung. Die theoretischen Geschwindigkeitskurven der höheren Elemente bis *Al* lassen sich den entsprechenden experimentellen unzweideutig zuordnen; bei *Al* allerdings fängt die Übereinstimmung an, weniger gut zu werden, was eben auf das Nichtzutreffen der gemachten Voraussetzungen bei schwereren Atomen zurückzuführen ist. Für die Elektronenzahlen in *Al*, *Sn*, *Au* und *Pb* werden gefunden: 14, 38, 61, 65 (statt 13, 50, 79, 81).

Daß für β-Strahlen nicht zu großer Geschwindigkeit die Whiddingtonsche Formel aus der Bohrschen hervorgeht, wurde bereits bemerkt. Die Konstante derselben stimmt der Größenordnung nach. Kommt jedoch v der Lichtgeschwindigkeit so nahe, daß schon bei kleinen Geschwindigkeitsänderungen die Elektronenmasse sich stark ändert, so kann die ganze rechte Seite der Formel (7) gleich const gesetzt werden. Für die Gültigkeit dieser einfachen Beziehung sprechen die Messungen von Wilson an harten β-Strahlen (vgl. Ziff. 7); die Übereinstimmung in bezug auf dT/dx ist gut (auf 10 Proz.). Bemerkenswert ist, daß die Übereinstimmung bei großen Geschwindigkeiten wesentlich an die Berücksichtigung der Veränderlichkeit der Elektronenmasse gebunden ist. Auch Messungen von Varder[1]), sowie etwas spätere von Rawlinson[2]) bestätigen einzelne Konsequenzen der Bohrschen Theorie.

Diese Diskussion der Bohrschen Formel erweist schon die große Tragweite der im Prinzip einfachen Grundidee Bohrs. Auf einen

---

1) R. W. Varder, Phil. Mag. 29, 725, 1915.
2) R. W. Rawlinson, ebenda 30, 627, 1915.

Punkt ist meines Wissens bisher noch nicht hingewiesen worden: Wir wissen jetzt, daß die Anordnungen der äußeren Atomelektronen sich nach dem Schema des periodischen Systems von Element zu Element ändern [1]). Ebenso wie nun damit die optischen „Eigenfrequenzen" eine in gewissem Grade periodische Funktion der Ordnungszahl sein müssen (und wahrscheinlich auch sind, wie der Bau der Spektren zeigt [2])), so muß dies gemäß dem von Bohr postulierten Zusammenhang auch bei der Absorption der Korpuskularstrahlen der Fall sein. Der Anblick der Fig. 3 bestätigt dies. Es wäre außerordentlich interessant, diesen Zusammenhang im einzelnen klarzulegen. Auch mit der chemischen Bindung des Atoms ändert sich die Stärke der Elektronenbindungen; so erklärt sich, daß leichte Atome wie Wasserstoff, bei welchen die Valenzelektronen auch wesentlich das Bremsvermögen bestimmen, ein merklich verschiedenes Bremsvermögen besitzen je nach der chemischen Verbindung, in welcher sie untersucht werden.

Eine Abweichung von der Erfahrung zeigt die Bohrsche Theorie (wie übrigens auch die Darwinsche) bezüglich des Endverlaufes der Geschwindigkditskurven für α-Strahlen; diese müßten sich nach Gl. (7) mit kleinen Gescbwindigkeiten bis ins Unendliche erstrecken. Indessen ist es klar, daß in diesem Gebiet die ganze Theorie nicht anwendbar ist, weil das Teilchen durch Ladungsänderungen seine Eigenschaften vollkommen ändern muß [3]).

Im übrigen kann man in dem von Bohr herangezogenen Einfluß der Stärke der Elektronenbindung in gewissem Sinne die Lenardsche Idee von der verschiedenen Ausdehnung der Dynamiden wiedererkennen; auch sie war ja gestützt auf das Parallelgehen zwischen Kathodenstrahlenabsorption und gewissen periodischen Atomeigenschaften (Ziff. 9).

13. Theorie der Reichweiteschwankungen. Die soeben skizzierten Gedankengänge befassen sich nur mit Mittelwerten. Die atomistische Struktur der Materie bedingt aber Schwankungen in der Geschwindigkeitsabnahme, welche ein Teilchen beim Durchsetzen einer gegebenen Schichtdicke erfährt; diese Schwankungen müssen sich be-

1) Vgl. N. Bohr, Zeitschr. f. Phys. **9**, 1, 1922.

2) Vgl. Konen, Das Leuchten der Gase und Dämpfe, Slg. „Die Wissenschaft".

3) H. Rausch v. Traubenberg und J. Hahn fanden kürzlich (Zeitschr. f. Phys. **9**, 356, 1922), daß $H+$ - Kanalstrahlen nur oberhalb einer Geschwindigkeit von 7500 Volt dünne Goldfolien ohne Ladungsverlust durchdringen können; hierin ist vielleicht eine Analogie mit dem Verhalten der α-Strahlen zu erblicken.

merkbar machen in der individuellen Reichweite eines Teilchens, und es ist daher das Nächstliegende, die allmähliche Abnahme der Teilchenzahl gegen das Ende der Reichweite, wie sie bei α-Strahlen beobachtet wurde (Fig. 1), hierauf zurückzuführen. Die Ähnlichkeit des Problems mit dem der Zerstreuung ist nicht zu verkennen.

Herzfeld[1]) geht von der Annahme aus, daß das Verschwinden eines α-Teilchens nur durch die Zahl der durchquerten Atome bedingt ist. Diese beträgt bei Polonium-Strahlen im Mittel etwa $2 \cdot 10^5$. Danach wäre die Verteilung der individuellen Reichweiten nach dem Gaußschen Fehlergesetz gegeben mit einer mittleren Abweichung von der mittleren Reichweite von $(2 \cdot 10^5)^{-\frac{1}{2}}$ gleich etwa 0,22 Proz. der letzteren; der Abfall der Teilchenzahl am Ende der Reichweite müßte sich daher über etwa 0,4 mm erstrecken. Tatsächlich beträgt diese Strecke mehr als das 10fache (Fig. 1), was Herzfeld aus der Form der benutzten Strahlenquelle erklären zu können glaubt. Nach den Messungen von Rothensteiner ist diese Erklärung aber nicht stichhaltig.

Viel eingehender sind die Betrachtungen von Flamm[2]), welche auch auf die Schwankungen Rücksicht nehmen, denen schon die Energieabgabe bei einer einzigen Atomdurchquerung unterliegt. Auch untersucht Flamm den Einfluß der Zerstreuung auf die Bahnverkürzung. Auf die Rechnung braucht hier nicht näher eingegangen zu werden; es zeigt sich, daß ein merklicher Einfluß auf die Reichweite nur zu erwarten ist von der Energieabgabe an die Elektronen, dagegen nicht von der Zerstreuung durch diese und überhaupt keiner von der Wechselwirkung mit den Kernen. Den Ausgangspunkt bilden wieder die Thomsonschen Gleichungen (Ziff. 10), die wahrscheinlichkeitstheoretische Methode ist im wesentlichen dieselbe, welche in der Theorie der Zerstreuung angewandt wird. Als Verteilungsgesetz wird wie bei Herzfeld das normale Gaußsche angenommen, die Breite der Schwankungen kommt etwas größer heraus, nämlich zu etwa 0,8 mm für Polonium-Strahlen.

Bohr[3]) bedient sich im Prinzip derselben Methode wie Flamm, nur vergewissert er sich durch eingehende Analyse, ob die Bedingungen für die Gültigkeit des Gaußschen Gesetzes erfüllt sind. Bei α-Strahlen ist dies der Fall; die Schwankungsbreite kommt wie bei Flamm heraus.

---

1) Herzfeld, Phys. Zeitschr. **13**, 547, 1912.
2) L. Flamm, Wien. Ber. **123**, 1393, 1914; **124**, 597, 1915.
3) N. Bohr, Phil. Mag. **30**, 586, 1915.

Was sagt das Experiment zu dieser Frage? Weder die symmetrische Verteilung der Reichweiten nach dem Gaußschen Gesetz ist vorhanden (die zweite Hälfte der Teilchen verschwindet merklich rascher als die erste), noch stimmt die theoretische Schwankungsbreite mit der experimentell ermittelten überein, sondern letztere ist mehrmals größer. Auf mangelhafte Definition des Strahlenbündels und die Schwierigkeiten der Szintillationszählung am Ende der Reichweite kann die Unstimmigkeit nicht geschoben werden; auch ergeben differentiale Ionisationsmessungen am Ende der Reichweite den gleichen Verlauf wie Teilchenzählungen (vgl. Fig. 1 und 4). Allenfalls könnte man, wie Flamm es tut, den allerletzten Endabfall dieser Kurven mit der Theorie in Einklang bringen, dann müßten offenbar die berechneten Schwankungen übergelagert sein einer aus andern Ursachen eintretenden allmählichen Abnahme der Teilchenzahl, deren Kurve zuletzt steil auf 0 abfällt. Es spricht nun vieles dafür, daß diese allmähliche Abnahme gar nicht auf einer Streuung der Geschwindigkeiten beruht; so ist z. B. der Endteil der Braggschen Kurve unabhängig von der Anfangsgeschwindigkeit der Strahlen, während die Streuung der Geschwindigkeiten am Reichweitenende umso größer sein müßte, je größer die Anfangsgeschwindigkeit[1]). Es scheint daher, daß das Ausscheiden der Teilchen aus dem Bündel nicht bei einer scharf definierten Geschwindigkeit, sondern in einem ziemlich weiten Geschwindigkeitsbereich erfolgt. Stellt man sich dies Ausscheiden als Verlust der Teilchenladung vor, so liegt die Analogie mit den Entladungs- und Umladungsvorgängen bei Kanalstrahlen auf der Hand[2]).

Zum mindesten ebenso interessant — und vorläufig sogar noch weniger geklärt — ist die Frage nach der Reichweite der β-Strahlen. Daß ein einzelnes β-Teilchen eine endliche Reichweite besitzt, kann nach den Photographien der Wilsonschen Nebelbahnen keinem Zweifel unterliegen. Die Schwankungen der Reichweite in einem homogenen β-Strahlenbündel wurden ebenfalls von Bohr (a. a. O.) theoretisch untersucht mit dem Resultat, daß hier eine Verteilung nach dem Gaußschen Gesetz nicht eintreten kann. Vielmehr müßte die Verteilungsfunktion der Reichweiten ein scharfes Maximum aufweisen, von welchem sie nach der Seite größerer Reichweiten schroff, nach der

1) Vgl. die von Henderson (a. a. O.) aufgenommenen Ionisationskurven für *Ra C* und *Th C*.

2) Ganz neuerdings sind Ladungsänderungen an α-Strahlen auch in größerer Entfernung vom Reichweitenende von Henderson (Proc. Roy. Soc. 1922) nachgewiesen worden.

Seite kleinerer Reichweiten allmählich abfällt, so daß die häufigste Reichweite nicht zugleich die mittlere, sondern größer als diese ist. Vorausgesetzt ist hierbei, daß keine „Absorption" im Lenardschen Sinne eintritt. Experimentell sind diese Folgerungen noch nicht bestätigt. Vermutlich liegen aber die Verhältnisse komplizierter wegen des Hineinspielens von Quantenvorgängen. Hierüber wird w. u. noch einiges zu sagen sein.

Theorie der sekundären Elektronenstrahlung (Ionisation).

14. Wir haben uns jetzt mit dem Schicksal des Atoms zu befassen, nachdem es von einem α- oder β-Teilchen getroffen worden ist; wir fassen zunächst diejenigen Atomelektronen ins Auge, welche genügend Energie vom Strahlenteilchen übernommen haben, um unter Überwindung der atomaren Bindungskräfte das Atom als δ-Teilchen zu verlassen. Diese Auffassung von dem Zusammenhang zwischen Absorption und Ionisation ist von Thomson[1]) wieder im Anschluß an die Grundgleichungen (3) und (4) zu einer einfachen Ionisationsformel durchgebildet worden. Der maximale Abstand $p = p_1$, über welchen ein Kathodenstrahlenteilchen noch die zur Lostrennung nötige Energie $Q = Q_1$ (Ionisierungsenergie) auf ein Elektron zu übertragen vermag, ergibt sich aus den Grundgleichungen leicht (mit $M = m$; $E = e$) zu:

$$p_1 = \frac{e^2}{T}\sqrt{\frac{T}{Q_1} - 1}; \quad T = \frac{1}{2} m v^2.$$

Damit wird die pro cm Weglänge erzeugte Zahl von Ionenpaaren (diff. Ionisation J), wenn n die Zahl der Elektronen im cm³ bezeichnet:

$$J = n p_1^2 \pi = \frac{n \pi e^4}{T^2}\left(\frac{T}{Q_1} - 1\right). \tag{8}$$

Die durch diese Gleichung bestimmte Kurve $J(T)$ beginnt bei $T = Q_1$, erhebt sich zu einem Maximum bei $T = 2\,Q_1$ und fällt dann asymptotisch gegen 0 ab; sie zeigt also in der Tat den Typus der Braggschen und der Bloch-Mayerschen Kurve (vergl. Ziff. 6 und 8). Auch die Geschwindigkeitsverteilung der ausgestoßenen δ-Teilchen läßt sich hiernach leicht berechnen; die Zahl der δ-Strahlen, deren kinetische Energie $> E$ ist, wird proportional $1/E$, eine Beziehung, welche nach den Messungen von Ishino (Ziff. 8) in einem weiten Bereich nahe erfüllt ist. In numerischer Beziehung ist jedoch die Thomsonsche

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. 23, 449, 1912.

Theorie wenigstens in dieser Form wenig befriedigend. Selbst wenn man für alle 7 Elektronen des (Bohrschen) N-Atoms eine Ionisierungsspannung von nur 10 Volt annimmt (dies ist der Wert, mit welchem Thomson rechnet), ergibt die obige Gleichung für größere Geschwindigkeiten eine mehrmals kleinere Ionisierung, als sie nach der Bloch-Mayerschen Kurve gemessen wurde, nur für kleinere Geschwindigkeiten sind die theoretischen Werte größer, was aber daran liegt, daß für das Maximum der Ionisation nach der Thomsonschen Formel eine viel zu kleine Geschwindigkeit herauskommt (20 Volt gegen 130 Volt). Auch die Abnahme der Ionisation mit wachsender Geschwindigkeit ist nach der Formel stärker als in Wirklichkeit. Eine dem experimentellen Verlauf besser angepaßte Kurvenform erreicht Ramsauer[1]) durch eine Modifikation des Thomsonschen Ansatzes: er läßt den „absorbierenden Querschnitt" des Atoms für die Ionisation ausscheiden; der absorbierende Querschnitt, welchen er den Messungen Lenards entnimmt, sinkt mit wachsender Geschwindigkeit, so daß der Abfall der Ionisierungskurve nach der Seite großer Geschwindigkeiten weniger steil wird; doch ist klar, daß die Absolutwerte der Ionisation hierdurch noch weiter verkleinert werden, die numerische Übereinstimmung also noch schlechter wird.

Die Übertragung der angedeuteten Thomsonschen Rechnung auf die doppelt geladenen α-Teilchen bereitet keine Schwierigkeiten; es ergibt sich, daß ein α-Teichen gerade 4 mal so viel Ionen pro cm erzeugen müßte als ein β-Teilchen gleicher Geschwindigkeit. In Wirklichkeit beträgt dieser Faktor etwa 10 nach der eingehenden Diskussion Ramsauers (a. a. O.).

Trotz der vielen Einwände, welchen die Thomsonsche Theorie der Absorption und Ionisation sowohl hinsichtlich ihrer Begründung als auch der Übereinstimmung mit der Erfahrung ausgesetzt ist, ist ihre Leistungsfähigkeit doch nicht unbeträchtlich; vor allem konnte Thomson sowohl aus der Absorption, als auch aus der Ionisation von β-Strahlen schließen, daß die Zahl der Elektronen im Atom von der Größenordnung des Atomgewichts ist, zu einer Zeit, als andere Anhaltspunkte für diese Zahl noch nicht existierten.

Die Erklärung dafür, daß die Thomsonsche Theorie viel zu kleine Ionisationen liefert, sieht Bohr[2]) darin, daß die δ-Strahlen ihrerseits wieder sekundäre Ionen erzeugen, und zwar in großer Zahl, weil bei

1) C. Ramsauer, dieses Jahrb. 9, 515, 1912.
2) N. Bohr, Phil. Mag. 30, 606, 1915.

den kleinen Geschwindigkeiten, welche die δ-Strahlen zum größten Teile haben, Quantengesetze in Kraft treten. In der Tat zeigen die späteren Messungen von Ishino (Ziff. 8), daß die relative Häufigkeit sehr langsamer δ-Strahlen eine viel größere ist, als die Theorie verlangt, so daß man diesen Überschuß als „sekundäre Ionisation", also als Tertiärstrahlung deuten könnte. Eine solche ist zudem von Bumstead direkt nachgewiesen worden. Eine direkte Verifikation der von Bohr entwickelten Ionisationsformeln scheint schwierig wegen der Unsicherheit der eingehenden Faktoren, doch findet er für einzelne experimentell untersuchte Fälle (α-Strahlen in H_2, Kathodenstrahlen in H_2, He und Luft) Näherungswerte, welche der Größenordnung der gemessenen entsprechen. Für sehr schnelle β-Strahlen schließt Bohr, daß die Ionisation proportional v^{-2} sein muß, wie von Wilson gefunden (Ziff. 8). Bemerkenswert ist, daß er durch formale Einführung des Planckschen Wirkungsquantums durch $Q_1 = h\nu$ seine Formeln auf eine Form bringen kann, in welcher die Eigenfrequenzen ν dieselbe Rolle spielen, wie in der Absorptionsformel, woraus sich ungefähre Proportionalität zwischen Absorption und Ionisation ergibt. Diese gilt nach Geiger in der Tat näherungsweise, aber nach Flamm[1]) nicht streng.

Millikan und seine Mitarbeiter[2]) glauben beobachtet zu haben, daß He im Gegensatz zu allen andern untersuchten Gasen doppelt geladene Ionen unter der Einwirkung von α-Strahlen bildet. Sollte sich diese Erscheinung bestätigen, so würde sie besonders im Hinblick auf das He-Atommodell interessieren. Landé, Bohr[3]) und andere stellen sich im normalen He-Atom die beiden Elektronenbahnen als gleich groß und gekreuzt vor, womit tatsächlich die Möglichkeit gegeben scheint, daß ein α-Teilchen gleichzeitig beiden Elektronen desselben Atoms nahe genug kommt, um diese vom Kern abzureißen. Einen Beitrag zur Theorie der Doppelionisation mit Einbeziehung röntgenspektroskopischer Gesichtspunkte brachte ganz neuerdings Rosseland[4]).

Die Geschwindigkeit der von α-Strahlen ausgelösten Elektronen kann nach den elementaren Stoßgesetzen die doppelte Geschwindigkeit der α-Strahlen nicht überschreiten. Diese obere Grenze ist bei den Versuchen von Bumstead[5]) der Größenordnung nach erreicht. Da-

1) L. Flamm, Elster- u. Geitel-Festschrift 601, 1915.
2) Phys. Rev. **15**, 157, 1920; **18**, 456, 1921; **19**, 210, 1922.
3) Vgl. z. B. N. Bohr, Zeitschr. f. Phys. **9**, 1, 1922.
4) S. Rosseland, Phil. Mag. **45**, 65, 1923.
5) Bumstead, Phil. Mag. **26**, 233, 1913.

gegen können die schnellen β-Strahlen trotz ihrer kleineren Energie erheblich schnellere Sekundärstrahlen erzeugen, nämlich bis zur Größenordnung der β-Strahlengeschwindigkeit selbst; in letzterem Falle dürfte es auf keine Weise möglich sein, das primäre β-Teilchen von dem sekundären zu unterscheiden[1]).

Sekundäre Wellenstrahlung und Quantenabsorption.

15. Nur ein Teil des gesamten Energieverlustes der Korpuskularstrahlen entfällt auf die erzeugte Ionisation. Dividiert man die Energie eines α-Teilchens durch die Zahl der von ihm erzeugten Ionenpaare, so findet man[2]), daß auf ein Ionenpaar ein Energiebetrag kommt, welcher einem Elektron eine etwa 30 Volt entsprechende Geschwindigkeit erteilen würde. Selbst wenn man die Ionisierungsspannung hiervon abzieht, ist der Rest immer noch viel größer als die mittlere Geschwindigkeit der δ-Strahlen. In der Tat zeigt ja die Theorie der Absorption, daß auch die im Atomverbande verbleibenden Elektronen Energie von dem Strahlenteilchen übernehmen. Bei der Rückkehr des Atoms in seinen Normalzustand wird nach Thomson[3]) diese Energie als Wellenstrahlung nach außen abgegeben. So treten sowohl die optischen, als auch die höheren (Röntgen-)Frequenzen des Atoms zutage. Die in dem Übergangsgebiet zwischen optischen und Röntgen-Frequenzen liegende sekundäre Wellenstrahlung ist bisher nur wenig untersucht[4]); da man aber weiß, daß sie sehr stark absorbierbar sein muß, ist anzunehmen, daß auf ihre Rechnung in der Hauptsache die Wärmewirkung der Korpuskularstrahlen zu setzen ist[5]). Für eine umfassende Darstellung der vielen weittragenden Ergebnisse, welche das Studium der insbesondere von Elektronenstrahlen erregten Wellenstrahlung gezeitigt hat, ist hier nicht der Platz. Nur auf die Punkte, welche unmittelbar mit der Absorption der Korpuskularstrahlen zusammenhängen, ist hier einzugehen. Die α-Strahlen scheiden hierbei aus; die von diesen erzeugte Wellenstrahlung, sowohl optische[6]) als hochfrequente, ist zwar nachgewiesen und z. T. als Bremsstrahlung, z. T. als Eigenstrahlung[7])

1) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **12**, 117, 1922.
2) Vgl. Meyer u. Schweidler, Radioaktivität, S. 156.
3) J. J. Thomson, Phil. Mag. **23**, 449, 1912.
4) S. z. B. Mohler und Foote, Scient. Pap. Bur. of Stand. No. 425, S. 492, 1922.
5) P. Lenard, Kathodenstrahlen, S. 171.
6) Lit. bei Meyer u. Schweidler, Radioaktivität, S. 188.
7) Ebenda S. 136.

der absorbierenden Elemente gedeutet, doch weiterhin sind unsere Kenntnisse hierüber noch ziemlich unsicher.

Wie Franck und Hertz[1]) zeigten, existieren für den Durchgang langsamer Elektronenstrahlen (Größenordnung 10 Volt) durch ein Gas gewisse Energiestufen für das Elektron, bei deren Überschreiten plötzlich eine außerordentlich starke Absorption einsetzt: das Elektron wird ungefähr bei dem ersten Atomzusammenstoß, den es erleidet, absorbiert. Das absorbierende Atom emittiert hierbei eine Serienlinie, deren Frequenz ν mit der kritischen Energie E zusammenhängt durch die Quantenbeziehung $E = h\nu$. Ebenso tritt beim Überschreiten der Ionisierungsenergie Absorption ein, welche viel stärker ist, als nach der klassischen Auffassung zu erwarten ist. Diese Vorgänge weisen eine gewisse Ähnlichkeit auf mit den der selektiven Absorption der Wellenstrahlung zugrunde liegenden Resonanzerscheinungen; sie zeigen, daß die Thomson-Bohrsche Theorie der Absorption zum mindesten in bezug auf die Elektronenstrahlen einer Revision im Sinne der Quantentheorie bedarf[2]) (wie weit ähnliche Verhältnisse bei Massestrahlen herrschen, ist bis heute noch ziemlich ungeklärt[3])). Es ist nämlich zu vermuten, daß solche „Quantenabsorption" auch bei schnellen Elektronenstrahlen eintritt, wobei die kritischen Energiestufen durch die „Ionisierungsspannungen" für die inneren Atomelektronen gegeben sind. In der Tat schließt Webster[4]) aus seinen Versuchen über die Anregung der Röntgen-K-Serie durch Kathodenstrahlen, daß die Absorption der Kathodenstrahlen beim Überschreiten der K-Anregungsgrenze plötzlich zu einem scharfen Maximum ansteigt, um mit weiter zunehmender Energie der Kathodenstrahlen wieder abzunehmen. Der komplizierende Einfluß dieser Quantenvorgänge wird um so mehr hervortreten, je näher die Energie des Teilchens den verschiedenen Ionisierungsarbeiten des Atoms kommt; so erklären sich wohl die verwickelten Absorptionsverhältnisse bei langsamen Kathodenstrahlen, welche übrigens auch Lenard[5]) darauf zurückführt, daß hier die individuellen Eigenschaften der Atome sich stärker bemerkbar machen als bei schnellen Strahlen.

---

1) Zusammenf. Ber. von J. Franck, Phys. Zeitschr. 22, 1921.

2) Ein Versuch, die Bohrsche Absorptionstheorie quantentheoretisch umzudeuten, ist kürzlich von Henderson unternommen worden (Phil. Mag. **44**, 680, 1922).

3) Vgl. den Kanalstrahlen-Bericht von Baerwald, dieses Jahrb. **16**, 65, 1920 am Schluß.

4) Phys. Rev. **9**, 220, 1917; **19**, 545, 1922.

5) Kathodenstrahlen, S. 100.

Aber nicht nur das absorbierende Atom, auch das Strahlenteilchen selbst muß, da es seine Geschwindigkeit ändert, eine Wellenstrahlung aussenden. Es war bis vor kurzem üblich, in dieser „Bremsstrahlung" die Erklärung des kontinuierlichen Röntgenspektrums zu sehen; da indessen das Bestehen der Quantenbeziehung $E = h\nu_0$ zwischen Kathodenstrahlenenergie E und kurzwelliger Grenze ν_0 des kontinuierlichen Spektrums gesichert ist (Duane-Huntsches Gesetz[1]), so ist klar, daß man auch hier nicht mit klassischen Vorstellungen durchkommt. Es ist danach sogar denkbar, daß das kontinuierliche Röntgenspektrum überhaupt wenig mit der sukzessiven Bremsung der Kathodenstrahlen zu tun hat. Nun bietet in der Tat die Bohrsche Strahlungstheorie eine ganz andere Erklärungsmöglichkeit, auf welche z. B. Ladenburg[2]) hingewiesen hat. Ebenso wie ein Atomelektron von einer höheren Quantenbahn auf eine niedrigere fallen kann unter Emission monochromatischer Strahlung, kann man sich vorstellen, daß ein von außen mit Anfangsgeschwindigkeit auf ein Atom prallendes Elektron seine ganze Energie (Anfangsenergie E + Fallenergie E_0 im Atom) in Gestalt monochromatischer Strahlung gemäß der Frequenzbedingung $E + E_0 = h\nu$ abgibt. Bleibt das Elektron an der Oberfläche des Atoms, so ist $E_0 \ll E$, so daß das Duane-Huntsche Gesetz herauskommt. Wie weit diese Anschauung allerdings vereinbar ist mit der Energieverteilung im kontinuierlichen Röntgenspektrum und ihrer Abhängigkeit von der Kathodenstrahl-Geschwindigkeit, bedarf noch besonderer Untersuchung[3]). Man sieht, daß hier abermals die Frage nach der Reichweite der Elektronenstrahlen auftaucht. Trifft die angedeutete Vorstellung zu, so ist auch mit einer Absorption im Lenardschen Sinne, d. h. mit völligem Einfangen von Strahlenteilchen durch Atome zu rechnen. Die Wichtigkeit einer einwandfreien Entscheidung dieser Fragen liegt auf der Hand.

Von größtem theoretischem Interesse verspricht die von Ramsauer[4]) entdeckte und von Mayer[5]) bestätigte Erscheinung zu werden, daß Argon abnorm hohe Durchlässigkeit für sehr langsame Elektronen

1) Vgl. den Bericht von E. Wagner in dies. Jahrb. **16**, 190, 1920.
2) R. Ladenburg, dies. Jahrb. **17**, 433, 1920.
3) Eine theoretische Untersuchung von H. A. Kramers (Phil. Mag.) hierüber ist angekündigt.
4) C. Ramsauer, Phys. Zeitschr. **21**, 576, 1920.
5) H. F. Mayer, Ann. d. Phys. **64**, 251, 1921. — Im Einklang hiermit sind neuere Versuche von Townsend (Phil. Mag. **43**, 593 u. 1127, 1922; **44**, 1033, 1922) über die freie Weglänge langsamer Elektronen im Argon.

(< 1 Volt) aufweist. Die Deutung dieser merkwürdigen Erscheinung steht noch völlig aus [1]).

Sekundäre Massestrahlen.

16. Schon die ersten von Wilson publizierten Aufnahmen von α-Strahlenbahnen in Luft [2]) ließen deutlich an den Stellen starker Knickung spornartige Ansätze erkennen, welche nur gedeutet werden konnten als die Bahnen von Atomen, welche durch das stoßende α-Teilchen soviel Impuls erhalten hatten, daß sie selbst ionisierten [3]). Auf Grund der Rutherfordschen Atomvorstellung waren diese sekundären Atomstrahlen gleichzeitig mit großen Einzelablenkungen des Primärstrahles zu erwarten, wenn das α-Teilchen auf seiner Flugbahn einem (nicht zu schweren) Atomkern sehr nahe kam. Die genaue Theorie wurde von Darwin [4]) gegeben; sie basiert wieder auf den Grundgleichungen (3) und (4) der Thomsonschen Theorie, nur ist jetzt für m die Kernmasse des gestoßenen Atoms zu setzen. Es ist leicht einzusehen, daß die Richtung des gestoßenen Atoms mehr oder weniger von der des stoßenden α-Teilchens abweichen wird, je nachdem der Zusammenstoß weniger oder mehr zentral erfolgt. Gleichzeitig wird die maximale Geschwindigkeit bei zentralem Stoß erreicht, und zwar zeigt sich, daß bei allen leichteren Elementen bis Sauerstoff einschließlich diese Geschwindigkeit ausreichen müßte, um das Atom trotz der allmählichen Bremsung, welche es ebenso wie das α-Teilchen erfährt, über die Reichweite des letzteren hinauszutragen [5]).

Die experimentelle Prüfung dieser Theorie nach der Szintillationsmethode wurde zuerst von Marsden [6]) für H_2, später von Rutherford [7]) auch für O_2 und N_2 vorgenommen [8]); schon die ersten Resul-

1) Einen aussichtsreichen Deutungsversuch enthält eine kürzlich erschiedene Arbeit von F. Hund (Zeitschr. f. Phys. **13**, 241, 1923; Anm. b. d. Korr.).

2) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. **85**, 285, 1911.

3) T. Shimizu (ebenda **99**, 432, 1921) erhielt kürzlich Aufnahmen solcher Bahnen, welche ausgeprägte Gabelungen aufweisen.

4) C. G. Darwin, Phil. Mag. **27**, 499, 1914.

5) E. Rutherford, ebenda **37**, 573, 1919.

6) E. Marsden, Phil. Mag. **27**, 824, 1914; **30**, 240, 1915; s. a. E. Rutherford, ebenda **41**, 307, 1921.

7) E. Rutherford, Phil. Mag. **37**, 537—587, 1919; eingehender Bericht von R. Seeliger in dies. Jahrb. **16**, 292, 1920.

8) Sekundäre H-Strahlen wurden auch von Bose nach der Wilsonschen Nebelmethode nachgewiesen (Phys. Zeitschr. **17**, 388, 1916; Zeitschr. f. Phys. **12**, 207, 1922).

tate zeigten, daß hier ein ganz neues Zweiggebiet der Atomphysik, die Kernphysik, sich aufzutun versprach. Obwohl nämlich die maximale Reichweite der Atomstrahlen die von der Theorie geforderte war, wich die Richtungsverteilung ganz erheblich von der theoretischen ab in dem Sinne, daß der weitaus größte Teil der Atome sich sehr nahe in der primären α-Strahlenrichtung bewegte. Ferner war die Zahl der beobachteten Atome weit größer (bei H_2 10—30mal), als theoretisch zu erwarten. Dies bedeutet, daß die in der Theorie vorausgesetzte Gültigkeit des Coulombschen Gesetzes aufhört; Rutherford schloß, daß für Entfernungen zwischen den Schwerpunkten von α-Teilchen und Atomkern, welche kleiner sind als $3{,}5 \cdot 10^{-13}$ (bei Wasserstoff) bis $7 \cdot 10^{-13}$ (bei Sauerstoff), die Kräfte zwischen beiden rapide wachsen und wahrscheinlich auch im Vorzeichen schwanken müßten[1]). Drastisch ausgedrückt bedeutet dies, daß man an die Begrenzung des Atomkernes bzw. des α-Teilchens geraten war. Rutherford schloß aus seinen Versuchen, daß das α-Teilchen sich wie eine flache Scheibe verhält, welche senkrecht zur Bewegungsrichtung steht. Später bestimmten Chadwick und Bieler[2]) aus H-Zusammenstößen die Ausdehnung des α-Teilchens in transversaler Richtung zu etwa $8 \cdot 10^{-13}$, in longitudinaler zu etwa $4 \cdot 10^{-13}$ cm. Weiter konnte Rutherford[3]) beim Stickstoff Sekundärstrahlen großer Reichweite nachweisen, welche er sogleich nach dem Aussehen der Szintillationen, später auch durch Ablenkungsversuche als H-Strahlen erkannte. Diese H-Strahlen mußten aus dem Kern des Stickstoffatoms stammen — es war gelungen, einen Atomkern, denjenigen Bestandteil, welcher den Elementcharakter bedingt, zu zerstören. Kürzlich ist es Rutherford und Chadwick[4]) ebenso gelungen, H-Strahlen aus 5 weiteren Elementen (B, F, Na, Al, P) zu erzeugen und die Reichweiten sowohl der nach vorn wie nach hinten emittierten Strahlen zu ermitteln. Alle übrigen Elemente bis zum Ca hinauf zeigten keine Andeutung einer Kernstrahlung. Es würde aus dem Rahmen dieses Berichtes herausfallen, alle die Möglichkeiten zu erörtern, welche sich hier auftun. Bisher stehen besonders folgende

1) Auch die Rutherfordsche Zerstreuungstheorie müßte offenbar bei so kleinen Kernabständen versagen. Auf das Bestehen derartiger Abweichungen deuten Versuche von L. B. Loeb hin (Phys. Rev. 15, 240, 1920).

2) J. Chadwick und E. S. Bieler, Phil. Mag. 42, 923, 1921; vgl. aber auch die kritische Studie von C. G. Darwin, ebenda 41, 486, 1921.

3) S. auch Proc. Roy. Soc. 97, 374, 1920. — Die Existenz des dort vermuteten He-Isotops ist inzwischen nicht weniger hypothetisch geworden.

4) E. Rutherford und J. Chadwick, Phil. Mag. 44, 417, 1922.

Punkte im Vordergrund des Interesses. Die Energiebilanz für die Auslösung eines H-Strahles zeigt, daß letzterer einen Überschuß an kinetischer Energie (bis 42 Proz.) besitzt; der Vorgang muß daher ein prinzipiell anderer sein als etwa bei der Ionisation, wo das Sekundärstrahlenteilchen noch Arbeit leisten muß, um aus dem Atom hinauszugelangen. Erstaunlich ist, wie Rutherford hervorhebt, daß das α-Teilchen aus einer solchen Katastrophe unversehrt hervorgeht. Die große Stabilität des (aus 4 H-Kernen und 2 Elektronen aufgebauten) He-Kernes ist nach Lenz[1]) im Einklang mit der Tatsache, daß das Atomgewicht von He merklich kleiner ist als das 4fache des Atomgewichts von H, was nach dem Gesetz von der Trägheit der Energie auf sehr starke Bindung zwischen den einzelnen Bestandteilen des He-Kernes schließen läßt. Andererseits erscheint die relative Instabilität der angegebenen „aktiven“ Elemente aus der Tatsache heraus plausibel, daß sie (mit Ausnahme allerdings von N) sämtlich ungeradzahlige Atomgewichte, und zwar von der Form $4n + 3$ haben; erfahrungsgemäß sind solche Elemente gegenüber denjenigen geradzahligen Atomgewichts bezüglich der Verteilung in der Erdkruste und in Meteoriten in der Minderheit[2]). Stickstoff scheint eine Sonderstellung einzunehmen, er ist das einzige unter den leichten Elementen, dessen Atomgewicht von der Form $4n + 2$ ist; auch die Reichweiten der aus N-Kernen abgespaltenen H-Strahlen fallen der Größe nach unter den übrigen heraus.

1) W. Lenz, Naturw. 8, 181, 1920; s. auch A. Smekal, Verh. d. D. Phys. Ges. 1, 55, 1920.
2) Harkins, Phil. Mag. 42, 305, 1921.

Charlottenburg, Februar 1923.

(Eingegangen 28. Februar 1923.)

Über „Photoaktivität“ und ähnliche Erscheinungen.

Von W. Gerlach.

Vor kurzem hat Herr E. Rumpf[1]) in dieser Zeitschrift Versuche mitgeteilt, aus welchen hervorgeht, daß die von manchen Autoren beschriebene „Metallstrahlung“, nämlich die Schwärzung einer photo-

1) Diese Zeitschr. 19, 214—222, 1923.

graphischen Platte, deren Schichtseite einer — z. B. Zink- — Platte gegenüberliegt, keine Wellenstrahlung sein kann, daß die Schwärzung vielmehr auf irgendeiner chemischen Wirkung beruht. Welcher Art diese ist, wird nicht untersucht, vielmehr — auf Anschauungen von Russel[1]) fußend — spurenweises Auftreten von Wasserstoffsuperoxyd bei der Oxydation der Zinkplatte in feuchter Zimmerluft zur Erklärung in plausibler Weise herangezogen. Auf gleiche Art sollen viele biologische Erscheinungen von „Photoaktivität“ erklärt werden.

Es sei gestattet, darauf hinzuweisen — zur Ergänzung des Literaturverzeichnisses der Arbeit des Herrn Rumpf —, daß vor vielen Jahren von R. Eden und W. E. Pauli[2]) sowie von dem Verf.[3]) mit teils ganz ähnlichen, teils noch weitergehenden Versuchen nachgewiesen wurde, daß alle diese Effekte (Schläpfer, Wermel[1]) u. a.) auf chemische Wirkungen der von den feuchten Präparaten zur photographischen Schicht gelangenden Dämpfe zurückzuführen sind, daß weder eine elektromagnetische noch eine korpuskulare Strahlung noch eine Ionisation zu bemerken ist[4]). Mehr Aufklärung als die genannten Arbeiten gibt also auch die Untersuchung von Herrn E. Rumpf nicht.

1) Literatur s. in der Arbeit zit. 1).

2) Fortschr. auf d. Geb. d. Röntgenstr. 22, 411, 1914.

3) W. Gerlach, Zeitschr. f. Elektrochemie 21, 425, 1915.

4) Zur gleichen Klasse von Erscheinungen gehört auch das gelegentliche Verderben photographischer Platten oder Papiere (besonders Bromsilber), welche, vor allem nach feuchter Lagerung, bei der Entwicklung ein Bild der auf dem Umschlag aufgedruckten Worte geben. Ferner hat der Verf. vor einigen Jahren im Laboratorium der Farbenfabriken Bayer in Elberfeld in vielen nicht publizierten Versuchen nachgewiesen, daß auch die immer wieder mitgeteilten „Strahlungserscheinungen“ bei biochemischen Reaktionen — stets nur durch Schwärzung photographischer Platten nachgewiesen — fast alle nicht bestehen. Immer sind die primitivsten Vorsichtsmaßregeln und Kontrollversuche außer acht gelassen.

Frankfurt a. M., Mai 1923.

(Eingegangen am 30. Mai 1923.)

Besprechungen.

L. Graetz, Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Bd. III. Lieferung 4. Seite 725—1074 mit 217 Abb. im Text. Leipzig, J. A. Barth. 1923. Gz. geh. 48.—.

Diese abschließende Lieferung des dritten Bandes enthält neben dem Inhaltsverzeichnis für den ganzen Band und einem ausführlichen alphabetischen Register die folgenden Artikel zum Thema Ionen und Elektronen: L. Holborn, Elektrolytische Leitung; G. Gehlhoff, Leitung und Ionisierung in verdünnten Gasen; P. Cermak, Die Röntgenstrahlen. Der Artikel von Holborn gibt eine Übersicht über die heutige Kenntnis der Stromleitung in Elektrolyten (wässerige Lösungen, nichtwässerige Lösungen, geschmolzene Salze, feste Elektrolyte, Isolatoren) mit reichem Zahlenmaterial. Der Artikel von Gehlhoff behandelt unter Berücksichtigung der Literatur bis zur letzten Zeit die Glimmentladung zum Teil etwas weniger ausführlich als die entsprechenden Abschnitte im Handbuch von Marx, in vieler Beziehung aber vollständiger als diese und wird als Sammlung des Beobachtungsmaterials allen Spezialisten auf diesem Gebiet sehr gelegen kommen. Vieles, so um nur einiges zu nennen die Spektraluntersuchungen, die Entladungen in sehr reinen Gasen, die Charakteristik der Glimmentladung, wurde in ähnlicher Ausführlichkeit bisher überhaupt noch nicht zusammenfassend behandelt. Kürzer und nicht so umfassend sind die theoretischen Teile gehalten. Der dritte Artikel (über Röntgenstrahlen) gibt in der Hauptsache eine Darstellung der experimentellen Literatur, bringt also die rein theoretischen Dinge, insbesondere z. B. auch die an Bohrs Atomtheorie anschließenden zahlreichen Arbeiten nur kurz. Durch diese absichtliche Beschränkung ist der Artikel vor ermüdender Länge bewahrt geblieben und hat an Einheitlichkeit und klarer Disposition gewonnen. Hervorheben möchte ich die vielen sehr schönen und lehrreichen Abbildungen. Seeliger.

Arthur Haas, Vektoranalysis in ihren Grundzügen und wichtigsten Anwendungen. 149 S. mit 37 Abb. im Text. Berlin u. Leipzig, Verein. wiss. Verleger. 1922. Gz. 4.—.

Mit bekanntem pädagogischem Geschick hat der Verf. seine Vorlesung über Vektoranalysis in Buchform bearbeitet und damit wenn auch nicht eine unbedingt notwendige, so doch eine recht erwünschte Ergänzung unserer Lehrbuchliteratur geschaffen. Denn neben den eigentlichen Lehrbüchern der Vektorrechnung und dem vorzüglichen einleitenden Abschnitt in Abrahams Theorie der Elektrizität besitzen wir wie bisher nur die bekannte Einführung in die Vektoranalysis von Gans als ein Werk von ähnlichem Umfang und vor allem ähnlicher Tendenz. Was der Physiker von der Vektorrechnung braucht, ist mathematisch an sich recht wenig. Wichtiger ist die Erkenntnis, wie elegant in formaler Beziehung und vor allem wie sinngemäß die meisten physikalischen Dinge in der Sprache der Vektoren ihren Ausdruck finden; und gerade bei Studierenden fördert

nichts mehr das typisch physikalische Empfinden und Denken wie die vektorielle Formulierung und Durchrechnung einfacher physikalischer Aufgaben. In dem vorliegenden Buch von Haas ist das rein Mathematische stets durchsetzt von den physikalischen Anwendungen und es ist mathematisch nie mehr entwickelt, als davon in diesen Anwendungen benötigt wird. Der Reihe nach werden Vektoren, Tensoren, Vektorfelder, Potentiale, Vektorwellen und Weltvektoren behandelt und zum Schluß wird in einem Anhang der ganze Inhalt des Buches noch einmal kurz (auf etwa 10 Seiten) zusammengefaßt. Daß der Hamiltonsche Operator und die allgemeine nichteuklidische Tensoranalysis nicht mit aufgenommen wurden, ist sicher nur ein Vorteil; dagegen gibt sich vielleicht Gelegenheit, in der nächsten Auflage den sehr geschickt ausgewählten Inhalt noch zu ergänzen durch einen kurzen Abschnitt über die begrifflich für den Anfänger recht schwierigen Maxwellschen Spannungen. Seeliger.

M. v. Laue, Die Relativitätstheorie. II. Bd.: Die allgemeine Relativitätstheorie und Einsteins Lehre von der Schwerkraft (Die Wissenschaft, Heft 68). 290 S. mit 25 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1923. Gz. geh. 9.—, geb. 10.50.

Neben vielen kleineren Änderungen und Verbesserungen, auf welche der Verf. in der Vorrede selbst hinweist, ist der Inhalt gegen den der ersten Auflage vor allem erweitert durch einen ausführlichen Abschnitt über die kosmologischen Folgerungen aus der allgemeinen Relativitätstheorie. Außerdem sei die Einschiebung eines Paragraphen (§ 11) in die Tensoranalysis erwähnt, in dem die Wellenausdrücke nach Arbeiten von W. Gordon Platz gefunden haben. Ein alphabetisches Schlußregister ist leider dem Buch diesmal nicht mitgegeben. Seeliger.

F. W. Aston, Isotope. Autorisierte Übersetzung von E. Norst-Rubinowicz. 164 S. mit 21 Abb. im Text, 4 Tafeln und einem Bildnis des Verfassers. Leipzig, S. Hirzel. 1923. Gz. geh. 3.—, geb. 5.—.

Den Leser werden am meisten die Kapitel dieser monographischen Darstellung interessieren, in denen der Verf. eine Schilderung seiner eigenen glänzenden Experimentaluntersuchungen gibt. Von diesen enthält Kap. IV einen fesselnden Bericht über die ersten Versuche an Neon, Kap. V eine eingehende Beschreibung des Massenspektrographen, Kap. VI und VII die Besprechung der an den einzelnen Elementen erzielten Ergebnisse. Von den übrigen enthält ein Kapitel (XI) die verschiedenen Möglichkeiten, Isotopen voneinander zu trennen, das Kap. X Ausführungen über die optischen Spektren der Isotope und die übrigen einleitende und verbindende Darlegungen über theoretische Fragen (Atombau, Isotopie und Atomnummer), über die radioaktiven Isotopen und über die Kanalstrahlenanalyse im allgemeinen. Soweit der Verf. sein eigenes Arbeitsgebiet behandelt, ist es sein gutes Recht, die Darstellung persönlich zu färben und diejenigen Arbeiten anderer Forscher hervorzuheben, die ihn am meisten interessieren oder ihm am wichtigsten erscheinen. Im übrigen

aber wird die Lektüre des an sich hübschen und wertvollen Buches dem deutschen Leser arg verleidet durch die aufdringliche Bevorzugung englischer Untersuchungen, die besonders in dem Kapitel über Kanalstrahlen hervortritt. Gewiß, die deutschen Physiker haben hier auch manches geleistet, und es war nicht gut möglich, einige von ihnen gar nicht zu erwähnen; so wurden denn auch Goldstein und Wien einmal genannt: im übrigen aber hat hier nach Astons Darstellung alles J. J. Thomson gemacht. Auch daß Fajans über Isotope gearbeitet hat, mußte einmal anerkannt werden, sonst aber scheint der Verf. nur die Leistungen seiner Landsleute zu kennen. Auch wenn die Übersetzung stilistisch wesentlich besser wäre, würde man also die englische Herkunft des Buches sofort erkennen. Seeliger.

M. Abraham, Theorie der Elektrizität. 2. Bd.: Elektromagnetische Theorie der Strahlung. 394 S. mit 11 Fig. im Text. Fünfte Auflage. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1923. Gz. geh. 4.—, geb. 5.10.

Dem ersten Band, der bereits 1918 erschienen war, ist nun der zweite Band ebenfalls in fünfter Auflage gefolgt. Man durchblättert ihn mit dem traurigen Gefühl, daß zum letzten Mal der Verf. selbst die Neuausgabe seines Werkes besorgt hat, vielleicht denkt man nun auch mit einiger Bestürzung daran, wie wenig dieser ausgezeichnete Theoretiker in seinem Land gegolten hat, soweit Geltung gemessen wird an äußeren Ehren. Die Physiker späterer Zeiten, die dies Buch zu den klassischen unserer Wissenschaft rechnen werden, werden dies vielleicht noch stärker empfinden.

Zum Vergleich mit der vorliegenden Auflage sei z. B. die zweite von 1908 herangezogen, da etwa zwischen damals und heute der Ausbau der Relativitätstheorie liegt. Im ersten Teil des Buches (Feld und Bewegung der einzelnen Elektronen) sind neben kleineren Änderungen zu nennen die eingehendere Theorie der Röntgenbremsstrahlung (§ 14), die Betrachtungen über den Impuls der Bewegungsgröße und die Trägheit der Energie in Verbindung mit der Theorie des Versuches von Trouton-Noble (§ 23) und insbesondere die Theorie der Magnetonen (§ 25—27). Im zweiten Teil (Elektromagnetische Vorgänge in wägbaren Körpern) kommt naturgemäß die prinzipielle Stellungnahme des Verf. zur Relativitätstheorie stärker zum Ausdruck, die kürzlich v. Laue in einem Nekrolog treffend gekennzeichnet hat. Unter möglichster Wahrung klassischen Bestandes versucht der Verf. eine geschlossene Theorie der Elektrodynamik bewegter Körper aufzubauen, deren Schönheit auch von den Anhängern der Relativitätstheorie anerkannt werden muß. Niemals werden die Ausführungen persönlich oder erschöpfen sich in allgemeinen Redensarten, sie sind stets rein sachlich gehalten und gestützt auf eindringendste Arbeit werden sie auch dem Leser, der anderer Meinung ist, Achtung abnötigen. Seeliger.

Die Interferenz der Röntgenstrahlen von M. v. Laue und seinen Mitarbeitern. Herausgegeben von F. Rinne und E. Schiebold. (Ostwalds Klassiker Nr. 204.) 111 S. mit 10 Textfiguren und 4 Tafeln. Leipzig, Akad. Verlagsgesellschaft. 1923. Gz. 2.50.

Man wird es sehr begrüßen, daß die wichtigsten Arbeiten von v. Laue und seinen Mitarbeitern hier gesammelt herausgegeben sind. Eine kurze Einleitung und erläuternde Anmerkungen rahmen den eigentlichen Text ein, der neben der ersten Publikation von Laue, Friedrich und Knipping in der Münchner Akademie noch drei Arbeiten von Laue (Eine quantitative Prüfung der Theorie für die Interferenzerscheinungen der Röntgenstrahlen; Über den Temperatureinfluß bei den Interferenzerscheinungen an Röntgenstrahlen; Die Interferenzerscheinungen .... hervorgerufen durch das Raumgitter der Kristalle) und eine von Laue und Tank (Die Gestalt der Interferenzpunkte bei den Röntgenstrahlen-Interferenzen) enthält. Seeliger.

L. Graetz, Die Physik. 2. Auflage. 382 S. mit 395 Abb. im Text und 12 Tafeln. Berlin u. Leipzig, W. de Gruyter & Co. 1923. Gz. 16.—.

Nach verhältnismäßig kurzer Zeit erscheint die populäre Physik von L. Graetz in zweiter Auflage, ein Zeichen, daß sie sich viele Freunde gewonnen hat. Und in der Tat ist es dem Verf. vortrefflich gelungen, die Darstellung von Anfang bis zu Ende fesselnd und angenehm zu gestalten und durch viele vortreffliche Abbildungen dafür zu sorgen, daß die Anschaulichkeit gefördert und die Lektüre des an sich schon durchaus leichtverständlichen Textes noch weiter erleichtert wird. Der Verf. hat in der Vorrede betont, daß er vor allem auch „Langweiligkeit" vermeiden wollte und dies ist ihm sicher ausgezeichnet geglückt. So wird man das hübsche Buch gern den Nichtphysikern empfehlen, auch wenn man in manchen Einzelheiten an dem Inhalt auszusetzen hat. Besonders hingewiesen sei auf die zahlreichen dem Text beigegebenen Bildnisse verdienter Physiker, die pietätvoll an ihre Leistungen erinnern sollen und vielleicht dazu beitragen, daß auch die Namen der Großen unserer Wissenschaft allgemeiner bekannt werden, als dies bis jetzt der Fall ist. — Wesentliche Änderungen gegen die erste Auflage sind nicht vorgenommen, durch vielfache Ergänzungen und Zusätze, insbesondere durch ein neues Kapitel über Relativitätstheorie und Quantentheorie ist aber dem Fortschritt der Physik seit 1916 Rechnung getragen. Seeliger.

A. Wassmuth, Grundlagen und Anwendungen der statistischen Mechanik. (Sammlung Vieweg, Heft 25.) 2. verm. u. verb. Aufl. VI u. 116 Seiten. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1922. Gz. 4.—.

Die zweite Auflage dieses bekannten Buches, das das einzige kürzere Werk über statistische Mechanik in deutscher Sprache ist, sei etwas ausführlicher besprochen, da die erste Auflage in diesem Jahrbuch noch nicht referiert ist.

Die allgemeine Behandlungsmethode ist die Gibbssche; doch sind viele moderne Probleme behandelt, die erst nach dem Erscheinen des Gibbsschen Lehrbuches aufgeworfen und mit Statistik in Zusammenhang gebracht wurden. Der Hauptwert wurde darauf gelegt, die etwas unan-

schauliche Gibbssche Darstellung durch vollständige Durchrechnung zahlreicher einfacher Beispiele dem Verständnis näher zu bringen, während die sozusagen mehr philosophischen Probleme nicht erörtert werden.

Zuerst kommt eine allgemeine Einleitung über Phasenraum, Liouvilleschen Satz (mit einfachen Beispielen), kanonische und mikrokanonische Verteilung, Mittelwertsbildungen. Dann wird im Anschluß an Ornstein die Zustandsgleichung abgeleitet, auf welchen Punkt dann später noch einmal zurückgekommen wird. Nun folgt der Gleichverteilungssatz, Ableitung des Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes nach Lenz und die Besprechung der verschiedenen Gibbsschen Entropiedefinitionen. Hieran schließen eigene Untersuchungen des Verfassers an, der auf Grund der Boltzmannschen Beziehung die verallgemeinerte Energieverteilung ableitet und hieran anknüpfend die Theorie des Paramagnetismus und der Dichteschwankungen bringt. Zum Schluß kommt das Eingreifen der Quantentheorie bei der Strahlung und spezifischen Wärme sowie die Theorie der chemischen Konstanten zur Sprache.

In einem Anhang werden die auftretenden Integralformeln abgeleitet. Die Bedeutung der statistischen Mechanik ist in fast allen Gebieten der Physik und physikalischen Chemie so groß und ihre Kenntnis so klein, daß das Buch, als dessen Leserkreis wohl die Studenten der theoretischen Physik in Frage kommen, einem dringenden Bedürfnis entgegenkommt. Für physikalische Chemiker hingegen dürften die Ansprüche an das mathematisch-abstrakte Denken doch noch zu hoch gespannt sein.

Herzfeld.

W. O. Schumann, Elektrische Durchbruchsfeldstärke von Gasen. (Theoretische Grundlagen und Anwendung.) 8°. 246 S. mit 80 Figuren im Text. Berlin, Julius Springer. 1923. Gz. geb. M. 7.75.

Mit außerordentlichem Fleiß und großer Gründlichkeit hat der Verf. eine Darstellung eines Spezialgebietes der Gasentladungsphysik geschaffen, die dem Elektrotechniker und dem Physiker in gleicher Weise willkommen sein wird. In erster Linie gilt dies von dem ersten der drei Hauptabschnitte, in dem das gesamte bisher vorliegende Beobachtungsmaterial (bis Anfang 1923) übersichtlich dargestellt und in zahlreichen Figuren oder Tabellen der Verwertung zugänglich gemacht ist. Für verschiedene Elektrodenformen, Gase und Drucke findet man hier die Übergangsspannungen, kritischen Feldstärken und ihre Abhängigkeit von den einzelnen Faktoren, wie Feuchtigkeit, Magnetfeld, Wechselzahl, Spannungsform usw., sowie die Begleiterscheinungen, Polarität, Formen der Korona u. dgl. gesammelt; die schwerer zugänglichen Arbeiten der amerikanischen Hochspannungstechniker haben ebenso Beachtung gefunden wie die allgemeiner bekannte physikalische Literatur, so daß eigene Arbeit auf diesem Gebiet künftig wesentlich erleichtert sein wird. Zu wünschen wäre nur, daß in einer folgenden Auflage auch noch die mit dem vollständigen oder unvollständigen Durchbruch verbundenen Energieverluste (Sprühverluste von Hochspannungsleitungen und Kondensatoren, Funkendämpfung) Platz finden;

denn wenn diese Dinge auch nicht unmittelbar in den Rahmen des Buchthemas gehören, hängen sie doch physikalisch so eng mit den hier behandelten Problemen zusammen und haben so große physikalische Bedeutung, daß ihre Darstellung sich zwanglos dem Inhalt wird einfügen lassen. Im zweiten Hauptteil sind die physikalischen Grundlagen der Theorie besprochen, angefangen von den Grundlagen der Theorie der Stoßionisation bis zur Theorie von Townsend, die trotz ihrer Mängel und ihres wesentlich formalen Charakters sich bisher als heuristisches Hilfsmittel erstaunlich gut bewährt hat. Über Gebühr sind hier m. E. die grob mechanischen Vorstellungen von B. Davis bewertet; an ihrer Stelle wäre vielleicht ein ausführlicheres Eingehen auf die Arbeiten der Lenardschen Schule und insbesondere auf die Vorstellungen erwünscht gewesen, die sich in letzter Zeit auf diesem Gebiet aus dem Bohrschen Gedankenkreis zu entwickeln beginnen. Wenn wir hier auch erst am Anfang stehen und noch wenig wissen, sind doch gewisse Grundbegriffe, wie Ausbeute, Anregungsfunktion, Energiebilanz der Zusammenstöße, Mechanismus der Absorption und Diffusion u. dgl., bereits so wichtig und vor allem so zukunftsreich geworden, daß sie ausführlicher hätten behandelt werden sollen. Im dritten Hauptteil gibt der Verf. eine fast ausschließlich auf eigenen Überlegungen fußende Erweiterung der Townsendschen Ansätze auf inhomogene Felder einfacher Art (Kugel, Zylinder), der bereits recht weitgehend und erfolgreich durchgeführt werden konnte. Die Beherrschung der hier sich abspielenden Vorgänge mit Hilfe der im homogenen Feld bestimmbaren beiden Konstanten α und β zeigt deutlich die große Leistungsfähigkeit der Townsendschen Theorie.

Alles in allem handelt es sich jedenfalls um ein sehr beachtenswertes, nützliches und inhaltsreiches Buch, das allen Fachgenossen nur warm empfohlen werden kann. Der Verf. gibt in der Vorrede der Hoffnung Ausdruck, später auch den Durchbruch durch feste und flüssige Nichtleiter in einem Zusatzkapitel behandeln zu können. Ich möchte wünschen, daß recht bald dazu Gelegenheit gegeben ist und damit eine in ihrer Vollständigkeit und Gründlichkeit kaum zu übertreffende monographische Darstellung dieses physikalisch und technisch gleich wichtigen Gebietes der elektrischen Durchbruchsvorgänge entstehen kann. Seeliger.

W. Roth und **K. Scheel, Konstanten der Atomphysik.** 4°. 114 S. Berlin, Julius Springer. 1923. Gz. geb. M. 8.—.

Als Sonderdruck aus der fünften Auflage des großen physikalisch-chemischen Tabellenwerkes (Landolt-Börnstein) hat der Verlag diesen die Atomkonstanten enthaltenden Teil, der unter Mitwirkung von Regener entstanden ist, in anerkennenswert richtiger Einschätzung seiner Bedeutung für die moderne Physik gesondert herausgegeben. Der reiche Inhalt, dessen einzelne Unterteile in der üblichen Weise jeweils von bewährten Forschern bearbeitet wurden, umfaßt im weitesten Sinne alles, was auf die Physik des Atoms Bezug hat. Angefangen von den Atomgewichten, dem periodischen System und den Konstanten aus dem Gebiet

der Radioaktivität bis zu den Entladungsspannungen in Gasen findet man wohl lückenlos alles Wünschenswerte hier zusammengetragen. Optische Konstanten, Serientafeln, Ionenkonstanten, Röntgenstrahlspektren, Kristallstrukturen, Photoeffekt, Kathodenfall, kinetische Gastheorie mögen als Schlagworte zur Kennzeichnung des Inhalts dienen. Wie in den früheren Auflagen sind den Tabellen eingehende Literaturangaben beigegeben. Druck und Ausstattung sind vorzüglich und werden dazu beitragen, dies Buch als Musterbeispiel deutscher Gründlichkeit überall bekannt zu machen.

Seeliger.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

20. Band. Jahrgang 1923. Heft 2/3.

Über die physikalischen Eigenschaften der Gläser.

Von **Fritz Eckert,**

(Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Sendlinger Optischen Glaswerke.)

(Mit 24 Figuren.)

Literaturverzeichnis.

Zusammenfassende Arbeiten:

1. Hovestadt, Jenaer Glas und seine Verwendung in Wissenschaft und Technik. Jena 1900.
2. Dralle, Die Glasfabrikation. I. München-Berlin 1911.
3. Schaller, Artikel Glas im Handbuch der anorganischen Chemie von Abegg, II, 373—394. Leipzig 1909.
4. —, Artikel Glas im Lehrbuch der Chemischen Technologie und Metallurgie von Neumann. Leipzig 1911.
5. Zschimmer, Artikel Glas im Handwörterbuch der Naturwissenschaften V, 44—51. Jena 1913.
6. —, Artikel Glas im Handbuch der Mineralchemie von Doelter I, 855 bis 918. Dresden-Leipzig 1912.
7. —, Die Glasindustrie in Jena. Jena 1909.
8. Thiene, Artikel Glas im Handwörterbuch der Technischen Waren von Krais Werkstoffe II, 20—139. Leipzig 1921.
9. Henryvaux, Le verre et le cristal. Paris 1897.
10. Le Chatelier, Kieselsäure und Silikate. Leipzig 1920.
11. Weidert, Herstellung und Eigenschaften des optischen Glases. Monatsblätter d. Berl. Bezirksver. Deutsch. Ingenieure, Mai 1921.
12. Fenner, Technique of Optical Glass Melting. J. Am. Ceram. Soc. **2**, 102, 1919.
13. Peddle, The Manufacture of Optical Glass. Trans. Opt. Soc. **23**, 103—125, 1921/22. J. Soc. Glass Techn. **4** (1920) u. **5** (1921).

Die optischen Gläser und ihre optischen Konstanten.

§§ 1—7.

14. Zschokke, Benennung des optischen Glases. Zeitschr. f. Inst. **38**, 49—54, 1918.
15. Morey, The Classification and Nomenclature of optical Glass. J. opt. Soc. **4**, 205, 1920.
16. Montgomery, Twenty-Three Types of Optical Glass. J. Amer. Cer. Soc. **2**, 432, 1919.

17. **Schott**, Über Glasschmelzerei für opt. und andere wissensch. Zwecke, Verein zur Beförderung des Gewerbefleißes, 4. Juni 1888.
18. **Abbe**, Über die optischen Eigenschaften des Fluorits. Zeitschr. f. Instr. **10**, 1, 1890.
19. **Zschimmer**, Fluor-Kron, eine neue Glasart für optische Zwecke. Zeitschr. f. Instr. **28**, 145, 1913. Sprechsaal 1913, 770.
20. **Faraday**, Über die Bereitung eines Glases zum optischen Gebrauch. Pogg. Ann. **18**, 515, 1830; Phil. Trans. **120**, II, 1, 1830.
21. **Wright**, Certain Relations between Chemical Composition and Refractivity in Optical Glasses. Amer. Cer. Soc. **3**, Nr. 10, 1920. Geophys. Lab., Papers on Optical Glass Nr. 31; Ref.: Phys. Ber. **2**, 766, 1921.
   Vgl. ferner:
   Montgomery, Composition of Lead Glasses. J. Amer. Cer. Soc. **3**, 900, 1920.
   —, Composition of Barium Glasses. J. Amer. Cer. Soc. **4**, 536, 1921.
22. v. **Rohr**, Die Bilderzeugung in opt. Instr. Berlin 1904, S. 262.
23. **Lummer**, Müller-Pouillets, Lehrb. d. Phys. 9. Aufl. II, 1, 762.
24. **Miethe**, Sym. Objektiv ohne Astigmasie. Phot. Mitt. **25**, 123, 1888/9 und der Anastigmat, Phot. Mitt. **25**, 173—174, 1888/9.
25. **Rudolph**, D. R. P. 56109 v. 3. IV. 1890.
26. v. **Hoegh**, Der neue Doppelanastigmat v. C. P. Goerz. Berlin-Friedenau, Phot. Mitt. **30**, 85—90, 1893/4.

Dispersion der optischen Gläser.
§§ 8—12.

27. **Hartmann**, Astrophys. Journ. 8, 218, 1898. Publ. d. Astr. Obs. Potsd. **12**, Anh. Nr. 42, 1898. Zeitschr. f. Instr. **19**, 57, 1899.
28. **Monton**, Compt. Rend. S. 1078 und 1189, 1879.
   Langley, Wied. Ann. 22, 598, 1884 und Ann. de Chim. et Phys. **9**, 433, 1886.
29. **Rubens**, Über die Dispersion ultraroter Strahlen. Wied. Ann. **45**, 238—261, 1892.
30. —, Prüfung der Ketteler-Helmholtzschen Dispersionsformel. Wied. Ann. **53**, 267—286, 1894.
31. —, Die Ketteler-Helmholtzsche Dispersionsformel. Wied. Ann. **54**, 476-485, 1895.
32. **Simon**, Über Dispersion ultravioletter Strahlen. Diss. Berlin 1894, Wied. Ann. **53**, 542—558, 1894.
33. **Trommsdorff**, Die Dispersion Jenaer Gläser im ultravioletten Strahlengebiet. Diss. Jena 1901. Phys. Zeitschr. **2**, 576—578, 1901.
34. **Rubens** u. **Nichols**, Wied. Ann. **60**, 418—462, 1897.
35. **Reinkober**, Ann. d. Phys. (4) **34**, 357, 1911.
36. **Schäfer** u. **Schubert**, Ultrarotes Reflexionsvermögen von SiO_2. Zeitschr. f. Phys. **7**, 313—315, 1921.
37. **Rubens**, Über Reflexionsvermögen und Dielektrizitätskonstante einiger amorpher Körper. Sitzungsber. d. Kgl. Preuß. Akad. 1280—1293, 1916.

38. Rubens, Über die Brechungsexponenten einiger fester Körper für kurze Hertzsche Wellen. Sitzungsber. d. Kgl. Preuß. Akad. 556—567, 1917.
39. Jäger, Die Dielektrizitätskonstante fester Körper bei verschiedenen Wellenlängen. Diss. Berlin 1917. Ann. d. Phys. (4) **53**, 409, 1917.
40. Löwe, Wied. Ann. **66**, 390, 1898. Weitere Liter. bei Hovestadt, 411—417.

Absorption der farblosen Gläser.
§§ 13—18.

41. Zsigmondy, Über ein für Wärmestrahlen undurchlässiges Glas. Dingl. Journ. **287**, 1, 3, 5, 1893. Zeitschr. f. angew. Chem. 1893, 296.
—, Über Diathermanität einiger Gläser von bekannter Zusammensetzung. Wied. Ann. **49**, 535, 1893.
—, Über die Absorptionsstrahlen der Wärme durch Flüssigkeiten und Gläser bekannter Zusammensetzung. Dingl. Journ. **289**, 10, 1893.
42. Martens, Über die Dispersion ultravioletter Strahlen. Ann. d. Phys. (4), **6**, 629, 1901.
43. Zschimmer, Versuche über die Abhängigkeit der Ultraviolettdurchlässigkeit der Gläser von ihrer chemischen Zusammensetzung. Phys. Zeitschr. **8**, 611, 1907.
44. Fritsch, Über ultraviolettes Licht durchlassende Gläser. Phys. Zeitschr. **8**, 518, 1907.
45. Chardonnet, Sur la Transparence actinique des verres d'optique. Compt. rend. **94**, 1468—1470, 1882.
Schjerning, Über die Absorption der ultravioletten Lichtstrahlen durch verschiedene optische Gläser. Diss. Berlin 1885.
46. Eder u. Valenta, Absorptionsspektren von farblosen und gefärbten Gläsern. Denkschr. d. Wien. Akad. **61**, 285—295, 1894.
47. Vogel, Die Lichtabsorption als maßgebender Faktor bei der Wahl der Dimensionen des Objektivs für den großen Refraktor des Potsdamer Observatoriums. Berl. Ber. **46**, 1219, 1896.
48. H. A. Krüss, Die Durchlässigkeit einer Anzahl optischer Gläser für ultraviolette Strahlen. Diss. Jena 1903. Zeitschr. f. Instr. **23**, 197—207, 229—239, 1903.
49. Pflüger, Das Absorptionsvermögen einiger Gläser im photographisch wirksamsten Teile des Spektrums. Ann. d. Phys. (4) **11**, 561—569, 1903.
50. Zschimmer, Über neue Glasarten von gesteigerter Ultraviolettdurchlässigkeit. Zeitschr. f. Instr. **23**, 360, 1903. Phys. Zeitschr. **4**, 751, 1903.
Vgl. u. a.:
51. Winkelmann u. Straubel, Über einige Eigenschaften der Röntgenschen Strahlen und Nachtrag dazu, Jena. Zeitschr. f. Naturwiss. 30, N. F. 23, 1896. Ann. d. Phys. **59**, 324, 1896.
52. Schott, Leicht durchlässiges Glas für Röntgenstrahlen und Einschmelzen von Platindraht in ein solches. Deut. Mech.-Ztg. 1899, Heft 13.
C. u. F. Lindemann, Über ein neues für Röntgenstrahlen durchlässiges Glas. Zeitschr. f. Röntgenkunde **13**, 141, 1911.

53. G. Krüß, Abhandl. d. Naturwiss. Ver. Hamburg. **11**, 1, 1889.
G. u. H. Krüß, Kolorimetrie und quantitative Spektralanalyse in ihrer Anwendung in der Chemie. Leipzig 1891, S. 291ff.

Absorption der Farbgläser.
§§ 19—26.

54. Zsigmondy, Über die Absorption des Lichtes in Farbgläsern. Ann. d. Phys. (4) **4**, 60—71, 1901.
55. Crookes, The Preparation of Eye-preserving Glass for Spectacles. Phil. Trans. Ser. A. 1914, S. 1—25. Sprechsaal 1919, S. 14.
56. Weidert, Das Absorptionsspektrum von Didymgläsern bei verschiedenartiger Zusammensetzung des Grundglases. Zeitschr. f. wissenschaftl. Phot. **21**, 254—264, 1922; dortselbst auch die ältere Literatur.
57. Siedentopf u. Zsigmondy, Über Sichtbarmachung und Größenbestimmung ultramikroskopischer Teilchen, mit besonderer Anwendung auf Goldrubingläser. Ann. d. Phys. (4) **10**, 1, 1903.
58. Zsigmondy, Zur Erkenntnis der Kolloide. Jena 1919, S. 128—135.
59. Mie, Die optischen Eigenschaften kolloidaler Goldlösungen. Phys. Zeitschr. **8**, 769, 1907.
60. Garnet, Colours in Metal Glasses, in Metallic Films and in Metallic Solutions. Trans of the Roy. Soc. **205**, A. 237, 1906.
61. Ebell, Der Kupferrubin und die verwandten Gattungen von Glas. Dingl. pol. Journ. **213**, 53ff., 1874.
—, Über die Kristallisation von Metalloxyden aus dem Glas. Dingl. pol. Journ. **220**, 64, 155, 1876.
62. Treadwell, Keram. Rundschau 1912, S. 220.
63. Kraze, Selenglas. Sprechs. **45**, 215, 227, 1912.
64. Fenaroli, Das Selen als Färbemittel in den Natronkalksilikatgläsern. Sprechs. **47**, 183, 203, 1914.
—, Selen als Färbemittel für Natronsilikatgläser. Sprechs. **45**, 659, 1912.
—, Tellur als Färbemittel in den Natronkalksilikatgläsern. Sprechs. **47**, 617, 1914.
65. Fränkel, Die Rotfärbung des Selenglases. Diss. Würzburg 1920. Phys. Ber. **2**, 86, 1921. Vergl. a. O. Witt, Untersuchungen über Selengläser. Vortrag i. Verb. Keram. Gewerke Bln. Juni 1914 Silik. Zeitschr. **2**, 177, 1914.
66. Grieshammer, Über die Löslichkeit von Metallsulfiden im Glase. Sprechs. **43**, 153, 165, 1910.
67. Zsigmondy, Die Löslichkeit der Sulfide im Glase (neue Farben). Dinglers pol. Journ. **273**, 29—37, 1889.
—, Neue Lüster und Farben auf Glas. Dinglers pol. Journ. **266**, 364—370, 1887.
68. —, Über Farbgläser für wissenschaftliche und technische Zwecke. Zeitschr. f. Instr. **21**, 97—101, 1901.
69. Grebe, Über Jenenser Lichtfilter. Zeitschr. f. Instr. **21**, 101—105, 1901.

70. **Königsberger**, Über die Abhängigkeit der Absorption des Lichtes in festen Körpern von der Temperatur. Ann. d. Phys. (4) **4**, 796—810, 1901.
71. **Winkelmann**, Zur anomalen Dispersion gefärbter Gläser. Wied. Ann. **40**, 661—664, 1890.
72. **Greeff**, Schutzbrillen und Augenschutzvorrichtungen im Felde. Handbuch der ärztlichen Erfahrungen im Weltkriege. Schjerning. 1922. S. 255—266.
73. **Schanz**, Der Gehalt des Lichtes an Ultraviolett. Gräfes Archiv f. Ophthalm. **103**, 158, 1920; vgl. ferner van der Hoeve, Über senile Linsentrübung, Gräfes Arch. f. Ophthalm. **98**, S. 49.
74. **Birch-Hirschfeld**, Arch. f. Augenheilk. **40**, 58, 1890.
75. **Hausser u. Vahle**, Die Abhängigkeit des Lichterythems und der Pigmentbildung von der Schwingungszahl (Wellenlänge) der erregenden Strahlung. Strahlentherapie **13**, 60, 1921.

Wirkung der absorbierten Energie.
§§ 27—33.

76. **Lommel**, Wied. Ann. **24**, 288—291, 1885.
77. **Spring**, Bull. des Belg. 1014, 1900.
78. **Nichols u. Merritt**, Phys. Rev. **19**, 18—36, 1904.
79. **Geiger**, Über die Fluoreszenz bei verschiedenen Temperaturen. Abh. d. Naturf. Ges. Nürnberg **16**, 1—8, 1906.
80. **Burke**, Note on fluorescence and absorption. Proc. Roy. Soc. **76**, **A**, 165—166, 1905.
81. **Schmidt**, Nachtrag zu meiner Arbeit über polarisierte Fluoreszenz. Wied. Ann. **68**, 779—782, 1899.
82. **Saegmüller**, Über Phosphoreszenz von Gläsern. Diss. Jena 1911.
83. **Kayser**, Handbuch der Spektroskopie. Leipzig 1908, IV, 833; ebenda weitere Literatur zu diesem Abschnitt.
84. **Lenard**, Über Lichtsummen bei Phosphoren. Bericht d. Heidelberger Akad. 1912.
85. **P. Pringsheim**, Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren Atomtheorie. Berlin 1921.
86. **Gehrke u. Reichenheim**, Über die Fluoreszenzfarben des Glases unter der Wirkung von Kathodenstrahlen. Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 593—597, 1907.
87. **Schmauß**, Über die Phosphoreszenz unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen und von ultraviolettem Licht. Phys. Zeitschr. **8**, 85—87, 1901.
88. **Wiedemann**, Über Kathodo- und Photoluminiszenz von Gläsern. Wied. Ann. **38**, 488, 1889.
— u. **Schmidt**, Über Luminiszenz. Wied. Ann. **54**, 604, 1895.
—, Über Luminiszenz von festen Körpern und Lösungen. Wied. Ann. **56**, 201, 1895.
89. **Goldstein**, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 598—605, 1907.
Reichenheim, Über die Erzeugung von Fluoreszenz durch Kathodenstrahlen. Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 45—49, 1909.

90. Doelter, Das Radium und die Farben. Dresden 1910, 48—53.
—, Einwirkung von Kathodenstrahlen auf einige Mineralien und die Natur der Mineralfärbungen. Wiener Ber. 1911, CXX.
— u. Siek, Über den verschiedenen Einfluß der Strahlen auf die Farben fester Körper. Wiener Ber. 1910, CXIX, Abt. IIa.
91. Miethe, Über die Färbung von Edelsteinen durch Radium. Ann. d. Phys. (4) 19, 633—638, 1906.
92. Crookes, On the action of radium emanations on diamond. Proc. Roy. Soc. 74, 47—49, 1905.
93. Crookes, Chem. News 91, 73, 1905.
94. Faraday, Sur la colarotion produite par la lumière, dans une espèce particulière de carreaux de vitres. Ann. chim. et phys. (2) 25, 99—100, 1825.
95. Gortner, Über die Wirkung des Sonnenlichtes auf farblose Gläser. Ann. Chem. J. 1908, 157; Sprechs. 1909, 459.
96. Fischer, Über die Wirkung ultravioletten Lichtes auf Glas. Chem. Ber. 88, 946, 1905; Phys. Zeitschr. 6, 216, 1905.
97. Clarke, Chem. News 122, 274, 1921.
Lind, J. of Phys. Chem. 24, 437—443, 1920; J. Soc. Chem. Ind. 39 (A), 628, 1920; J. Am. Chem. Soc. 41, 557, 1919.
98. Nathanson, Phys. Rev. 17, 408—409, 1921.
99. W. A. D. Rudge, Wirkung von Radiumsalzen auf Glas. Trans. Roy. Soc. South-Afr. 2. (1912), 4. 357—364; Silikatzeitschr. 2, 125, 1914.

Die Brechung in Abhängigkeit von Zusammensetzung, Druck und Temperatur.

§§ 34—50.

100. Gifford, The existing Limits of Uniformity in Producing Optical Glass. Proc. Roy. 87, 189—193, 1912. Beibl. Ann. d. Phys. 87, 215, 1913.
101. Zschokke, Homogenität des optischen Glases. Zeitschr. f. Instr. 29, 286—289, 1909.
102. Dalladay und Twyman, The measurement of small variations of refractive index throughout meltings of optical glass. S.-A. Trans. Soc. Glass Techn. 5, 325—330, 1921; Phys. Ber. 3, 632, 1922.
103. Smith, Benett and Meritt, Characteristics of striae in optical glass. Scient. Pap. Bur. Stand 16, 75—91, 1921; Phys. Ber. 2, 410, 1921.
104. Gifford, Atmospheric Pressure and Refractive Indices, with a Corresponding Table of Indices of Optical Glass. Proc. Roy. Soc. London (A) 100, 621—626, 1922; Phys. Ber. 3, 845, 1337, 1922.
105. Zschimmer, Die physikalischen Eigenschaften des Glases als Funktionen der chemischen Zusammensetzung. Zeitschr. f. Elektrochem. 1905, 629—632.
106. Pockels, Über die Änderung des optischen Verhaltens verschiedener Gläser durch elastische Deformation. Ann. d. Phys. (4) 7, 745—771, 1902.
107. Tillotson, The Relation of the Refractive Index of Soda Lime Glasses to their Chemical Composition. J. of Ind. and Engin. Chem. 4, Nr. 4, April 1912 u. 4, 882, 1912.

108. **Pulfrich**, Über den Einfluß der Temperatur auf die Lichtbrechung des Glases. Wied. Ann. **45**, 609—665, 1892.
109. **Reed**, Über den Einfluß der Temperatur auf die Brechung und Dispersion einiger Gläser und Kristalle. Diss. Jena 1897. Wied. Ann. **65**, 707, 1898.
110. **Exner**, Über Zylinder, welche optische Bilder entwerfen. Arch. f. d. ges. Physiol. **38**, 274, 1885; **39**, 244, 1886.
111. **Schott u. Gen.**, Der Einfluß der Abkühlung auf das optische Verhalten des Glases und die Herstellung gepreßter Linsen in gut gekühltem Zustande. Zeitschr. f. Instr.-Kunde **10**, 41, 1890.
112. **Berndt**, Über den Einfluß der Spannung auf die Eigenschaften des optischen Glases. Zeitschr. f. Instr. **40**, 20 ff., 1920; Phys. Ber. **1**, 797, 1920.
113. **Adams and Williamson**, The Relation between Birefringence and Stress in Various Types of Glass. J. Wash. Ac. Scienc. **9**, Nr. 20, Dezember 1919; Phys. Ber. **1**, 1620, 1920.
114. **Taffin**, Mesure de la double refraction dans le verre trempé. Compt. rend. **173**, 1347—1350, 1921.
115. **Neumann**, Die Gesetze der Doppelbrechung des Lichtes. Abh. d. Kgl. Akad. d. Wiss. Berlin 1843.
116. **Kundt**, Wiedm. Ann. **13**, 110, 1881.
117. E. **Mach**, Optisch-akustische-Versuche. Prag 1873.
118. **König**, Doppelbrechung in transversal schwingenden Glasplatten. Ann. d. Phys. (4), 1—40, 1901; ferner ebenda **11**, 842—866, 1903.
119. **Macé de l'Epinay**, Ann. d. Chim. et d. Phys. **19**, 5, 1880.
120. **Czapski**, Über die Doppelbrechung schnell gekühlter Glasplatten. Wied. Ann. **42**, 319, 1891.
121. **Zschimmer u. H. Schulz**, Die Doppelbrechung optischer Gläser in Abhängigkeit von ihrer chemischen Zusammensetzung und der Form. Ann. d. Phys. (4) **42**, 345—396, 1913. Vgl. hierzu auch **Schott**, Zeitschr. f. Instr. **11**, 330, 1891 und **Derselbe**, Vortr. im Ver. z. Bef. d. Gewerbefleißes. 4. April 1892.
122. H. **Schulz**, Über die Doppelbrechung gekühlter Gläser und eine Methode zur Messung derselben. Goerz-Festschrift 133—144, 1911; Phys. Zeitschr. **13**, 1017—1029, 1912.

Reflexion und elliptische Polarisation.
§ 51.

123. **Jamin**, Pogg. Ann. Erg.-Bd. **3**, 232 u. 269, 1853.
124. **Drude**, Wied. Ann. **36**, 865, 1889; **43**, 126, 1891.
125. **Rayleigh**, Phil. Mag. (6) **16**, 444, 1908.
126. **Lummer u. Sorge**, Ann. d. Phys. (4) **31**, 325—342, 1910.
127. **Schmidt**, Über die elliptische Polarisation im reflektierten Lichte. I. Die Einwirkung fremder Oberflächenschichten. Wied. Ann. d. Phys. **51**, 417, 1894. II. Der Verlauf der Erscheinung bei Glasspiegeln. Ann. d. Phys. **52**, 75, 1894.
128. **Volke**, Ann. d. Phys. (4) **31**, 609—632, 1910.

129. Kynast, Diss. Breslau 1906.
130. Hebekker, Diss. Göttingen 1912.
131. H. Schulz, Zur Theorie der Oberflächenschichten. Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 384—396, 1916.
132. Bichowsky, Note on the Mechanics of the „Weathering" of Glass. J. Am. Ceram. Soc. **3**, 310, 1920.

Elektro- und Magneto-Optik.
§§ 52—53.

133. Tauern, Über das Auftreten des Kerrphänomens in Gläsern und über eine Bestimmung der Kerrkonstanten für Schwefelkohlenstoff. Ann. d. Phys. (4) **32**, 1064—1084, 1910.
134. H. du Bois, Wied. Ann. **51**, 547, 1894.

Elektrische und magnetische Eigenschaften.
§§ 54—66.

135. J. Königsberger, Magnetische Suszeptibilität von Flüssigkeiten und festen Körpern. Wied. Ann. **66**, 698—734, 1896.
136. E. Schott, Hochfrequenzverluste von Gläsern und einigen anderen Dielektricis. Zeitschr. f. drahtl. Tel. 82—122, 1922 (Ausz. a. Jenaer Diss. 1921). Ref. Phys. Ber. **3**, 95, 1923.
137. M. Pirani, Über Dielektrizitätskonstanten fester Körper. Diss. Berlin 1903.
138. Quincke, Über electrische Ausdehnung. Wied. Ann. **10**, 191, 1880.
139. W. Wüllner und M. Wien, Über die Elektrostriction des Glases. Ann. d. Phys. **9**, 1217, 1902.
140. M. Faraday, Exp. res. IV, § 350; Ostwalds Klassiker Nr. 86.
141. Buff, Über die elektrische Leitfähigkeit des erhitzten Glases. Lieb. Ann. **110**, 257, 1859.
142. Beetz, Über die Leitfähigkeit des Glases für Elektrizität und Wärme. Ann. d. Phys. 1874. Jubelband 23.
143. Warburg, Über die Elektrolyse des festen Glases. Ann. d. Phys. **21**, 622 (1884), Berichte **17**, 193 (1884).
144. Warburg u. Tegetmeier, Über die elektrolytische Leitung des Bergkristalls. Wied. Ann. **35**, 455—467 (1888).
145. Tegetmeier, Über die elektrolytische Leitung des Glases und des Bergkristalles. Ann. d. Phys. **41**, 18 (1890).
146. W. C. Roberts Austin u. H. Stansfield. Nature **50**, 410, 1894.
147. Heydweiler u. Kopfermann, Zur Kenntnis der Glaselektrolyse. Ann. d. Phys. IV, F **32**, 739 (1910); Sprechs. **42**, 403, 416 (1909); Zentralbl. II, 536, 1910; Kopfermann, Über die Elektrolyse des Glases. Diss. Münster 1908.
148. Günther-Schulze, Die Bildung schlecht leitender Schichten bei der Elektrolyse des Glases. Ann. d. Phys. (4), **37**, 435—471, 1912.

149. Le Blanc u. Kerschbaum, Elektrizitätsleitung durch Glas. Zeitschr. f. phys. Chem. 72, 468 (1910); Arch. f. phys. Chem. des Glases und der keram. Massen I, 21 (1912); Chem. Ztg. Ref. 411, 1910; Kerschbaum, Diss. Leipzig 1910.
150. H. H. Poole, The Nature of the Electrical Conductivity of glass. Nature 107, 584—585, 1921. Ref. Phys. Ber. 2, 1093, 1921.
151. H. H. Poole, On the electrical conductivity of some Dielectrics. Phil. Mag. 42, 488, 1921.
152. Günther-Schulze, Elektronenabspaltung durch Stoßionisierung in Glas. Phys. Zeitschr. 24, 212, 1923.
153. Rasch u. Hinrichsen, Zeitschr. f. Elektrochemie 14, 41, 1908.
154. J. Königsberger, a) Phys. Zeitschr. 8, 1907, b) Jahrb. f. Rad. u. Elektronik 1907, c) Zeitschr. f. Elektrochemie 15, 97, 1909.
155. F. Baumeister, Über den Einfluß der Temperatur auf die Leitfähigkeit von Gläsern. Diss. Rostock 1912; Fortschr. d. Phys. I, 399 (1912).
156. R. Ambronn, Über die elektrische Leitfähigkeit von Glas und Bergkristall. Göttingen 1913; Phys. Zeitschr. 14, 112, 1913; Fortschr. d. Phys. I, 357 (1913).
157. R. Ambronn, Über die elektrische Leitfähigkeit von Natron-, Kalk-Silikatgläsern. Ann. d. Phys. 58, 139 (1919); Zentralbl. 175, 1920; DGH. 76, 1921.
158. E. Bollé, Zur Kenntnis des elektrischen Leitungsvermögens von Glas und Bergkristall. Diss. Berlin 1900.
159. A. Denizot, Über das elektrische Leitungsvermögen des Glases. Diss. Berlin 1897.
160. W. Dietrich, Diss. Göttingen 1909.
161. M. G. Foussereau, Journ. de Phys. 11, 254, 1883.
162. Th. Gray, On the variations of the electrical resistance of glass with temperature, density and chemical composition. Phil. Mag. 10, 226, 1880; Chem. News 45, 27, 1882; Proc. of the Roy. Soc. of London 34, 222, 1881/83; Beibl. z. d. Ann. d. Phys. u. Chem. VI, 500, 1882, VII, 302, 1883.
163. Th. Gray, A. Gray u. Dobbie, On the Relation between the electrical qualities and the chemical composition of glass and allied substances. Proc. of the Roy. Soc. of London 36, 488, 1883/84.
164. A. Gray u. Dobbie, On the connection between the electrical properties and the chemical composition of different kinds of glass. Proc. of the Roy. Soc. London 63, 38, 1893; Zentralbl. I, 979, 1898.
165. W. Thomson, Proc. Roy. Soc. 23, 468, 1875.
166. J. Perry, Proc. Roy. Soc. 23, 468, 1875; A. A. Sommerville, Phys. Rev. 31, 269, 1910; N. Rood, Am. Journ. of Science (4), 14, 101—105, 1902; Ch. E. J. Philips, Electrician 37, 707, 1906.
167. R. Lorenz, Die Elektrolyse geschmolzener Salze. Bd. 2. Halle 1905 bei W. Knapp.
168. Barus, Silliman. Am. Journ. (3) 37, 339, 1889.
169. Vgl. H. Freundlich, Kapillarchemie, Leipzig 1922.
170. F. Haber u. Klemensiewicz, Über elektrische Phasengrenzkräfte. Zeitschr. f. phys. Chem. 67, 385—431, 1909.

171. H. Freundlich u. Rona, Sitzungsber. d. Preuß. Akad. 1920, S. 397.
172. W. S. Hughes, J. Amer. Chem. Soc. **44**, 2860, 1922.
172a. G. Borelius, Die Oberflächenpotentiale von Lösungen in Kontakt m. Isolatoren. Ann. d. Phys. (4), **45**, 1914. Über d. elektrischen Erscheinungen der Grenzflächen von wäßrigen Lösungen u. Isolatoren. Ann. d. Phys. (4) **50**, 1916.
173. K. Horovitz, Der Ionenaustausch am Dielektrikum I. Die Elektrodenfunktion der Gläser. Zeitschr. f. Phys. **15**, 369—398, 1923.
174. F. Kohlrausch, Pogg. Ann. **91**, 56, 1854.
175. Hopkinson, Phil. Mag. (5) **2**, 314, 1876; J. Curie, Am. Chim. phys. (6) **18**, 203, 1889.
176. Steinmetz, E. T. Z. **13**, 227, 1892.
177. Cohn, ungedr. Jenaer Diss. 1911. (Fakultätsbericht 1920.)
178. E. Warburg u. Ihmori, Über das Gewicht und die Ursache der Wasserhaut bei Glas und anderen Körpern. Wied. Ann. **27**, 481, 1886.
179. F. Mylius, Die Eosinreaktion des Glases an Bruchflächen I u. II. Zeitschr. f. anorg. Chem. **55**, 234—260, 1907; **67**, 200—224, 1910, ebenda auch weitere Lit.
180. F. Kohlrausch, Noch einige Beobachtungen über Glas und Wasser. Berichte der Deutsch. chem. Gesellsch. **26**, 2998, 1893; Zeitschr. anal. Chem. 591, 1885.
181. A. Günther-Schulze, Die dielektrische Festigkeit von Flüssigkeiten und festen Körpern. Jahrb. d. Rad. u. Elektronik **19**, 92—112, 1922.
182. J. Almy, Über die Entladungspotentiale in festen und tropfbar-flüssigen Dielectricis. Verh. d. Deutsch. phys. Ges. **1**, 95, 1899/1900; Ann. d. Phys. (4) **1**, 508, 1900.
183. B. Walter, Ein Verfahren zur Bestimmung der elektrischen Durchschlagsfestigkeit hochisolierender Substanzen. E. T. Z. **24**, 796, 1903.
184. Mosiçki, Über Hochspannungskondensatoren. E. T. Z. **25**, 527, 1904.
185. K. W. Wagner, Der physikalische Vorgang beim elektrischen Durchschlag von festen Isolatoren. Berl. Ber. Phys.-math. Kl. XXIX, 1922, S. 438—446; J. Am. Inst. El. Eng. 1922.
186. Hayden u. Steinmetz, Neue Auffassung des elektrischen Durchschlageffektes bei festen Isolatoren. Electr. World **80**, 865—868, 1922; Ref. Phys. Ber. **4**, 298, 1923.
187. A. Günther-Schulze, Helios **29**, 180—182, 1923.
188. Heschus, Journ. d. russ. Phys. Ges. **33**, 1901; **34**, 1902; **35**, 1903; **37**, 1905.
188a. T. J. Baker, A Permanent Image on Clear Glass. Nature **111**, 743, 1923. Ref. Phys. Ber. **4**, 1198, 1923.

Dichte und Wärmeausdehnung.
§§ 67—80.

189. S. Salpeter, Das periodische System der Elemente und die mechanisch-technologischen Eigenschaften der Gläser. Zeitschr. f. techn. Phys. **4**, 36—39, 1923.

190. G. **Stein**, Über die Darstellung einiger Silikate. Zeitschr. anorg. Chem. **55**, 159—174, 1907.
191. G. **Tammann**, Kristallisieren und Schmelzen. Leipzig 1903, S. 50.
192. C. E. **Tilley**, Min. Mag. **19**, 275—294, 1922.
193. **Wertheim** u. **Chevandier**, Note sur l'élasticité et sur la cohésion des différentes espèces de verre. Ann. d. chim. et de phys. 3. Ser. 19, S. 129, 1847. **Riche**, Recherches sur les alliages. Ann. de chim. et de phys. 1873, 4. Ser. XXX, S. 351; Dingl. Journ. **214**, 305, 1874.
194. O. **Schott**, Studien über die Härtung des Glases. Verh. d. Vereins z. Bef. des Gewerbefleißes 273, 1879.
195. O. **Schott**, Studien einiger physikalischer Eigenschaften von Gläsern und über ein neues wertvolles Glas für die Thermometrie. Zeitschr. für Instrumentenkunde **11**, 336, 1891.
196. **Winkelmann** u. **Schott**, Über thermische Widerstandskoeffizienten verschiedener Gläser in ihrer Abhängigkeit von der chemischen Zusammensetzung. Ann. d. Phys. u. Chem. **51**, 730—746, 1894.
197. W. L. **Baillie**, J. Soc. Chem. Ind. **40**, 141—148, 1921; Ref. Keram. Rundsch. **29**, 366, 390, 1921.
198. E. W. **Tillotson**, On the Density of Silicate Mixtures, J. Ind. u. Engineering Chemistry **3**, 897, 1911; **4**, 820, 1912; J. Soc. Chem. Ind. 1912, 28.
199. Esper S. **Larsen**, The Relation between the Refractive Index and the Density of Some Crystallized Silicates and their Glasses. Am. J. Sci. **4**, 28, 263—274, 1909.
200. **Wallace**, Zeitschr. anorg. Chem. **63**, 1, 1909.
201. **Day** and **Allen**, Carnegie Inst. Wash. Bull. 31, 1905.
202. S. **English** and W. E. S. **Turner**, The Density of Soda-Lime-Magnesia Glasses and some Observations on the Calculation of Density. J. Soc. Glass Techn. **6**, 1922; The Density of Glasses containing Aluminium. J. Soc. Glass Techn. **5**, 1921; The Density of the Soda-Lime Glasses. J. Soc. Glass Techn. **4**, 1920; The Density of the Soda-Magnesia Glasses. J. Soc. Glass Techn. **4**, 1920.
203. J. R. **Clarke** and W. E. S. **Turner**, Note on some optical Properties of the Sodium-Aluminium-Silicate-Glasses. J. Soc. Glass Techn. **5**, 1921; Ref. Glastechn. Ber. **1**, 45, 1923.
204. A. L. **Day**, R. B. **Sosman** u. I. C. **Hochstetter**, Die Bestimmung der Dichtigkeiten von Mineralien und Gesteinen bei hohen Temperaturen. Am. J. Sci. **37**, 1—39, 1914; Ref. Sil. Zeitschr. **2**, 1914, Nr. 7.
205. **Regnault**, Mem. de l'Académie **21**, 205, 1847; Ann. chim. et phys. (3) **4**, 1842.
206. **Schott**, Über die Ausdehnung von Gläsern und über Verbundglas. Vortrag im Verein z. Bef. d. Gewerbefleißes, Berlin 1892.
207. E. **Zschimmer**, Die thermischen Ausdehnungskoeffizienten der optischen Gläser. Archiv f. d. phys. Chem. d. Glases u. d. keram. Massen **1**, 29, 1912.
208. J. **Wolf**, Ein Beitrag zur Kenntnis des Ausdehnungskoeffizienten von Gläsern. Sprechs. **44**, 627, 1911.

209. M. Mayer u. B. Havas, Ausdehnungskoeffizient der Emails und chem. Zusammensetzung. Sprechs. **44**, 188, 207, 220, 1911.
210. S. English and W. E. S. Turner, The Effect of Silica and Sodium Oxide on the Thermal Expansion of Glasses. J. Soc. Glass Techn. **5**, 1921; The Thermal Expansion of Glasses containing Aluminium. J. Soc. Glass Techn. **5**, 1921; The Thermal Expansion of Glasses containing Magnesia. J. Soc. Glass Techn. **4**, 1920. Ref. Glastechn. Ber. **1**, 46, 1923.
211. R. Rieke u. W. Steger, Über den Wärmeausdehnungskoeffizienten von Glasuren. Sprechs. **47**, 442—444, 1914.
212. Reimerdes, Untersuchungen über die Ausdehnung des Quarzes durch die Wärme. Diss. Jena 1896.
213. Auffenberg, Über die Abhängigkeit des thermischen Ausdehnungskoeffizienten von der Temperatur beim Quarz und einigen Gläsern mit anomal sich änderndem Elastizitätsmodul. Diss. Jena 1905.
214. C. G. Peters and C. H. Cragoe, Measurement on the thermal dilatation of Glass at high Temperatures. J. Amer. Opt. Soc. **4**, 105—145, 1920; Bullet. Bur. Standards **15**, 449—185, 1920.
215. W. B. Pietenpol, The Expansion of glass at High Temperatures. Phys. Rev. (2) **15**, 520—21, 1920, Nr. 6. Ref. Phys. Ber. **2**, 128, 1921.
216. Le Chatelier (Pierre Lafon), Le Verre Nr. 3, März 1923. Ref. Keram. Rundsch. **24**, 230, 1923.
217. Weber, Über den Einfluß der Zusammensetzung des Glases auf die Depressionserscheinungen der Thermometer. Berl. Sitzungsber. **2**, 1233, 1883; Berichte **21**, 1086, 1888; Sprechs. **21**, 241, 1888.
218. H. F. Wiebe, Über den Einfluß der Zusammensetzung des Glases auf die Nachwirkungserscheinungen bei Thermometern. Berl. Sitzungsber. 843, 1884; 1021, 1885; Zeitschr. f. Instrumentenkunde **6**, 167, 1886.
219. G. W. C. Kaye, The Expansion and Thermal Hysteresis of Fused Silica. Phil. Mag. (6) **20**, 718—728, 1910; Ref. Fortschr. d. Phys. **56**, II, 586, 1910.

Wärme- und molekulare Eigenschaften.
§§ 81—86.

220. W. P. White, Specific Heats of Silicates and platinum. Am. J. Sci. (4) **28**, 334, 1909; Specific Heats of Silicates II. Sill. Journ. (4) **47**, 1—43, 1919; Journ. Chem. Soc. **116**, (2), 133—34, 1919; Ref. Phys. Ber. **1**, 59, 1920.
221. A. Magnus, Über die Bestimmung spezifischer Wärmen. Ann. d. Phys. (4), **31**, 607, 1910; Nernst, Berl. Ber. 1910, S. 273.
222. Winkelmann, Über die spezifischen Wärmen verschieden zusammengesetzter Gläser. Wied. Ann. **49**, 401, 1893.
223. Ch. L. Lindemann, Über die Temperaturabhängigkeit des thermischen Ausdehnungskoeffizienten II. Phys. Zeitschr. **13**, 737—739, 1912.
224. Subow, Journ. d. russ. chem. Ges. **28**, 22, 1896.
225. O. Paalhorn, Über die Wärmeleitung verschieden zusammengesetzter Gläser. Diss. Jena 1894.

226. **Focke**, Über die thermische Leitfähigkeit verschiedener Gläser mit Rücksicht auf ihre chemische Zusammensetzung. Wied. Ann. **67**, 132—159, 1899.
227. A. **Eucken**, Über die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit fester Nichtmetalle. Ann. d. Phys. 4, F, **34**, 185, 1911.
228. J. **Krüger**, Über den Einfluß der Temperatur auf die Wärmeleitung von Gläsern. Diss. Jena 1901. Ann. d. Phys. (4) **5**, 919—923, 1901.
229. J. **Williams**, Die absolute Wärmeleitfähigkeit des Glases. Phil. Mag. (6) **26**, 598—604, 1913; Ref. Chem. Zentralbl. 1913; Sil. Zeitschr. **2**, 238, 1913.
230. **Winkelmann**, Über die Wärmeleitung verschieden zusammengesetzter Gläser. Wied. Ann. **67**, 160—164, 1899.
231. C.H.**Lees**, Memories and Procedings. Manchester Phil. Soc. **43**, (II) 1899.
232. E. D **Williamson** and L. H. **Adams**, Temperature distribution in solids during heating or cooling, Phys. Rev. **14**, 99—114, 1919. (Papers on Optical Glass, Nr. 11.)
232a. E. D. **Williamson**, Strains due to temperature gradients, with special reference to optical glass. J. Wash. Acad. **9**, 209—217, 1919. Ref. Phys. Ber. **4**, 1169, 1923.
233. O. **Lecher**, Über das Pyrexglas. Chem. Ztg. **44**, 469—470, 1922, Nr. 62; Ref. Phys. Ber. 698, **3**, 1922. Vgl. a. J. **Wolf**, Sprechs. **56**, 459, 1923.
234. **Nicolardot**, Compt. rend. **163**, 365, 1916.
235. W. **Voigt**, Einige Beobachtungen über das Verhalten der an Glasflächen verdichteten Luft. Wied. Ann. **19**, 39, 1883.
236. **Bunsen**, Über kapillare Glasabsorption. Wied. Ann. **24**, 321, 1885; **20**, 545, 1883; **22**, 145, 1884; Ref.: Chem. Ber. **18**, 249, 1885.
237. **Bunsen**, Zersetzung des Glases durch Kohlensäure enthaltende kapillare Wasserschichten. Wied. Ann. **29**, 161, 1886; **Kayser**, Wied. Ann. **21**, 405, 1884; **Krause**, Wied. Ann. **36**, 923, 1889.
238. W. **Morey**, Summary of the literature relative to the formation of film on polished glass surfaces. Opt. Soc. Americ. and Rev. of scient. Instr. **6**, 688, 1922; Ref. Centr. Ztg. f. Opt. u. Mech. **44**, 41, 1923.
239. J. W. **French**, Durability of optical glass. Nature **110**, 97, 1922; Ref. Phys. Ber. **4**, 421, 1923.
240. M. **Guichard**, Sur les gaz dégagés des parois des tubes de verre. Compt. rend. **152**, 876, 1911; Zentralbl. **82**, 1659, 1911.
241. Vgl. Zusammenfassung von S. **Dushman**, Methods for the Production and Measurement of High Vacua. Part VII. Physical Chemical Methods. Gen. El. Rev. **24**, 248—252, 1921. Ebenda auch Literatur.
242. **Langmuir**, Jungsten lanyss of high efficiency. Trans. Am. Inst. El. Eng. **32**, 1921 (1913); Adsorption of gases on plane surface of glass, mica a. platinum. J. Chem. Soc. **38**, 2283, 1916 und **40**, 1387, 1918.
243. M. **Pirani**, Über das Verhalten der Wasserhaut des Glases unter dem Einfluß von Elektronen. Zeitschr. f. Phys. **9**, 327—331, 1922; Ref. Phys. Ber. **4**, 283, 1923. Vgl. auch: M. **Pirani**, Über einige bei der elektrolytischen Wanderung von Natrium durch Glas angestellte Beobachtungen. Zeitschr. f. techn. Phys. **3**, 232, 1922.

244. **Sherwood**, Effects of heat on chemical glassvare. J. Am. Chem. Soc. **40**, 1645, 1918; Gasco and vapors from glass. Phys. Rev. **12**, 448, 1918.
245. **Elissafoff**, Zeitschr. f. Elektrochem. **21**, 352, 1915.
246. **Falta**, Biochem. Zeitschr. **115**, 39—41, 1921.
247. K. **Horovitz** u. **Paneth**, Wiener Ber. **123**, (2a) 1819, 1914.
247a. G. **Quincke**, Ann. d. Phys. **52**, 1, 1894; **61**, 267, 1897; **Volkmann**, Ann. d. Phys. **58**, 633, 1894; **56**, 457, 1895; **66**, 194, 1898.
248. **Günther Schulze**, Versuche über die Diffusion von Silber in Glas. Ann. d. Phys. (4) **40**, 335—367, 1913.
249. E. **Warburg**, Über die Diffusion von Metallen in Glas. Ann. d. Phys. **40**, 327—334, 1913.
250. H. **Wessels**, Über Thermolyse. Das **Ludwig-Soretsche** Phänomen in festen Körpern. Zeitschr. f. phys. Chem. **87**, 215—252, 1914; Ref. Sil. Zeitschr. 2, 205, 1914.
251. **Zenghelis**, Zur Frage der Erhaltung des Gewichtes. Zeitschr. f. phys. Chem. **65**, 341, 1909; Zeitschr. f. anal. Chem. 42, 700, 1909; Chem. Ztg. Rep. 105, 1909; Zur Frage der Durchlässigkeit des Glases für Dämpfe. Zeitschr. f. phys. Chem. **72**, 425, 1910; Zeitschr. f. anal. Chem. 276, 1911; Chem. Ztg. Rep. 345, 1910.
252. A. **Stock** u. H. **Heynemann**, Über die Durchlässigkeit des Glases für Gase. Bemerkung zu einer Arbeit von Zenghelis-Athen. Chem. Ber. **42**, 1800—1801, 1909; Ref. Fort. d. Phys. **65**, I, 260, 1909.
253. **Tollens**, Über die behauptete Durchlässigkeit des Glases für Joddampf. Berl. Ber. **42**, 2013, 1909; Zeitschr. f. anal. Chem. 700, 1909; Chem. Ztg. Rep. 377, 1909.
254. **Landolt**, Über die Durchlässigkeit des Glases für Dämpfe. Zeitschr. f. phys. Chem. 68, 169, 1910; Zeitschr. f. anal. Chem. 211, 1910; Chem. Ztg. Rep. 41, 1910.
255. **Quincke**, Über Diffusion und die Frage, ob Glas für Gase undurchdringlich ist. Ann. d. Phys. **160**, 118, 1877; Zeitschr. f. anal. Chem. 87, 1879.
256. **Firth**, Proc. chem. soc. **29**, 111, 1913.
257. M. W. **Travers**, On the Clouding of Table-working Class Tubing in the Blowpipe Flame. Journ. Soc. Glass Techn. 5, 61—70, 1921. — F. W. **Hodkin** and W. E. S. **Turner**, The Discoloration produced by Lead, Antimony and Arsenic in Lampworked Glasstubing. J. Soc. Glass. Techn. 4, 1920.
258. G. A. **Williams** and **Ferguson**, The diffusion of hydrogen and helium through silica glass and other glasses. Journ. Am. Chem. Soc. **44**, 2160—2167, 1922; Ref. Phys. Ber. 4, 385, 1923.
259. J. B. **Johnson** and R. C. **Burt**, The passage of hydrogen through quartzglass. Journ. Opt. Am. Soc. **6**, 734—738, 1922; Ref. Phys. Ber. 4, 281, 1923.
260. M. **Berthelot**, Die Durchlässigkeit von Quarzglas. Compt. rend. **140**, 821, 1905; Die Durchlässigkeit von Quarzglasröhren. Compt. rend. **140**, 1159, 1905; Die Durchlässigkeit von Glasgefäßen. Compt. rend. **140**, 1286, 1905.

260a. F. W. Washburn, Fr. Footit and E. N. Bunting, Dissolved gases in glass. Univ. Bull. Illin. 18, 32, 1920. Ref. Chem. Zentr. 92, IV, 338, 1921 und Keram. Rundschau 1921.

Elastische Eigenschaften.
§§ 87—99.

261. R. Reiger, Diss. Erlangen 1906. Ann. d. Phys. 19, 985, 1906; Verh. d. D. Phys. Ges. 21, 421, 1919.
262. J. Salpeter, Zur Theorie der Härtung und Entspannung von Glas. Zeitschr. f. techn. Phys. 1, 221—224, 1920.
263. Wertheim u. Chevandier, Compt. rend. 20, 1637, 1845; W. Voigt, Wied. Ann. 15, 497, 1882; Pscheidl, Beibl. d. Ann. d. Phys. 6, 847, 1882.
264. S. English, The Influence of Lime on the Value of Youg's Modulus of Elasticity for the Lime-Soda Glasses. Journ. Soc. Glass Techn. 3, 1919.
265. H. J. Jessop, On Cornu's Method of Determining the Elastic Constants of Glass. Phil. Mag. (6) 42, 551—568, 1921; Ref. Phys. Ber. 3, 231, 1922.
266. F. Stumpf, Die elastischen Konstanten von Quarzglas. Ann. d. Phys. 40, 879—886, 1913.
267. G. Berndt, Druckfestigkeit von Glas und Quarz. Verh. d. Phys. Ges. 19, 314, 1917; Festigkeit von Quarz. Verh. d. D. Phys. Ges. 21, 110, 1919.
268. Winkelmann, Über die Elastizitätskoeffizienten verschieden zusammengesetzter Gläser in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur. Ann. d. Phys. u. Chem. 61, 105, 1897.
269. J. R. Clarke u. W. S. Turner, Journ. Soc. Glass. Techn. 3, 266—268, 1919.
270. Straubel, Über die Elastizitätszahlen und Elastizitätsmodule des Glases. Ann. d. Phys. u. Chem. 68, 369, 1899.
271. F. Twyman and J. W. Perry, The Determination of Poisson's Ratio and the Absolute Stressvariation of Refractive Index. Proc. Phys. Ber. 3, 1337, 1922.
272. Kundt, Ann. d. Phys. 127, 497, 1866; Stephan, Wiener Ber. 57, II, 697, 1868; E. Warburg, Ann. d. Phys. 136, 285, 1869.
273. E. Wandersleb, Über die anomale Änderung des longitudinalen Elastizitätsmoduls einiger Gläser mit der Temperatur und die Überführung des nach Erhitzen sich ergebenden Akkommodationszustandes in einen elastischen Normalzustand mittels gewisser Schwingungen. Diss. Jena 1901. Ann. d. Phys. (4) 8, 367—371, 1902.
274. G. Quincke, Wied. Ann. 19, 545, 1883.
275. L. Boltzmann, Pogg. Ann. Erg.-Bd. VII, 624, 1876.
276. F. Kohlrausch, Pogg. Ann. 119, 350, 1863; 128, I, 207, 377.
277. G. Weidmann, Über den Zusammenhang zwischen elastischer und thermischer Nachwirkung des Glases. Jena 1886. Wied. Ann. 29, 214—249, 1886.

278. G. Tamman, Die Entstehung des muscheligen Bruches. Gött. Nachr. math.-phys. Kl. 1919, 218—219; Ref. Phys. Ber. **1**, 652, 1920.
279. Ludwig, Einige elastische Eigenschaften von gekühltem und ungekühltem Jenenser Glas 16III. Phys. Zeitschr. **1**, 124, 1900.
280. C. Brodmann, Einige Beobachtungen über die Festigkeit von Glasstäben. Gött. Nachr. math.-phys. Kl. 1894, S. 44.
281. Schott u. Herschkowitsch, Über Wasserstandsröhren und deren Schutzgläser. Z. d. Vereins deutsch. Ing. **45**, 339, 1901.
282. Kamerlingh Onnes, Communc. from the Phys. Lab. at the Univ. of Leyden Nr. 106, 1909.
283. Grenet, Bull. Soc. Encouragement 1899, S. 839; Ref. Le Chatelier [10]), p. 247ff.
284. J. T. Littleton, A Method of Determing the Tensile Strength of Glass. Phys. Rev. (2) **15**, 520, 1920; Ref. Chem. Zentralbl. 1921, 2, Phys. Ber. 2, 635, 85, 1921.
285. Kowalski, Wied. Ann. **39**, 155, 1890.
286. Lecrenier, Ref. Le Chatelier [10]), p. 246.
287. A. Martens, Materialkunde, Bd. **1**, S. 241.
288. H. Hertz, Über die Berührung fester elastischer Körper. Journ. f. reine u. angew. Math. **92**, 156—171, 1881; Über die Berührung fester elastischer Körper und über die Härte. Verh. d. Ver. z. Beförd. d. Gewerbefleißes. Berlin Nov. 1882.
289. F. Auerbach, Absolute Härtemessung. Nachr. d. Ges. d. Wissensch. Göttingen 518, 1890; Ann. d. Phys. u. Chem. **43**, 61, 1891; Über die Härte- und Elastizitätsverhältnisse des Glases. Wied. Ann. **53**, 1000, 1894; **45**, 262, 1892; **58**, 357, 1896.
290. Ridberg, Zeitschr. f. phys. Chem. **33**, 383, 1900; C. Benedicks, Zeitschr. f. phys. Chem, **36**, 529, 1901.
291. B. Halle, Deutsche opt. Wochenschr. **8**, 98, 1922.
292. A. Föppl, Die Sprödigkeit von Glas. Ber. München 1911, 505; Ref. Sprechsaal **45**, 308, 1912.
293. J. Schneider, Die Kugelfallprobe. Diss. Berlin, 1910.
294. A. J. Dalladay, Some measurements of the stresses produced at the surfaces of glass by grinding with loose abrasives. Trans. Opt. Soc. **23**, 170—174, 1922; Ref. Phys. Ber. **3**, 1180, 1922.
295. A. J. Dalladay and F. Twyman, The stress conditions surrounding a diamond cut in glass. Trans. Opt. Soc. **23**, 165—169, 1922; Ref. Phys. Ber. **4**, 7, 1923.
296. F. W. Preston, The Structure of Abrased Glass Surfaces. Trans. Opt. Soc. London **23**, Nr. 3, 1921/22; Ref. Deutsche opt. Wochenschr. **8**, 253—255, 1922; Phys. Ber. **3**, 448, 1922.
297. J. W. French, Die theoretischen Grundlagen und die praktische Ausführung des Polierens. Optician **62**, Nr. 1603—1605, 1921.
298. Vgl. auch: A. Schild, Das Schleifen und Polieren von Spiegelglas. V. D. J. **67**, 538—543, 1923; Elihu Thomson, The Mechanics of Optical Polishing. The Optician **64**, 225—227, 1922.

Verhalten des Glases bei höherer Temperatur.
§§ 100—118.

299. L. H. Adams and E. Williamson, A note on the annealing of optical glass. Journ. Opt. Soc. 4, 213—223, 1920. (Lab. pap. on opt. gl. Nr. 30.) Ref. Phys. Ber. I, 1618, 1920.

300. L. H. Adams and E. D. Williamson, The annealing of Glass. J. Franklin Inst. 190, 597—631, 835—870, 1920 (Geophys. Lab. pap. opt. glass Nr. 32); Ref. Phys. Ber. 2, 768, 1921.

301. F. Twyman, The Annealing of Glass. Journ. Soc. Glass. Techn. 1, 61—73, 1917.

302. Weidert u. Berndt, Die Entspannungstemperatur des Glases. Zeitschr. f. techn. Phys. 1, 51, 1920; Zentralbl. 4, 642, 1920; Phys. Ber. 1, 524, 1920.

303. H. Schulz, Die molekularen Eigenschaften des Glases bei höheren Temperaturen. Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 20, 240—249, 1918.

304. E. Zschimmer, Einfluß der Temperatur und der Zeit auf die Doppelbrechung ungleichförmig gespannter Gläser. Arch. f. d. phys. Chemie d. Glases usw. 1, 5 u. 9, 1912.

305. E. Zschimmer u. H. Schulz, Abhängigkeit der Doppelbrechung von der Härtungstemperatur verschieden zusammengesetzter Gläser. Silikat-Zeitschr. 2, 3 u. 4, 1914.

306. E. Zschimmer, Glasschmelzen und Schmelzbarkeit des Glases. Zentralz. f. Optik u. Mechanik 38, 109, 120, 131, 145, 167, 1917.

307. E. Zschimmer, Zur Erkennung des Schmelzens der Gläser. Naturwissensch. 44, 961, 1914.

308. Grenet, Fusibilité des verres. Bull. de la Soc. d'encouragement pour l'industrie nationale 1507, 1898.

309. J. T. Littleton and E. H. Roberts, A methode for determing the annealing temperature of glass. Journ. Opt. Soc. 4, 227, 1920; Ref. Phys. Ber. 1, 1561, 1920.

310. Henry u. F. Le Chatelier, Die plastischen Eigenschaften von Glas. Comptes Rendus de l'Académie Française 171, 693, 1920.

311. Beck, Über ein Verfahren zur Ermittlung der Erweichungspunkte von Silikatgläsern. Chem. Ztg. 613, 1911; Sprechs. 44, 465, 1911.

312. E. Zschimmer, Der „Kohäsionspunkt", eine neue Konstante des Glases. Silikat-Zeitschr. 2, Nr. 7, 1914.

313. F. Weidert u. G. Berndt, Die Verflüssigung des Glases. Zeitschr. f. techn. Phys. 1, 121—123, 1920.

314. Grenet et Chatenet, Bull. soc. d'encouragement 3, 1507, 1898.

315. Quincke, Pogg. Ann. 134, 356, 1868; 135, 621, 1868.

316. E. W. Tillotson, On the Surface Tension of Molten Glasses. Journ. Ind. a. Eng. Chem. 8, 631, 1911.

317. Mellor, Latimer, Holdroft, The softening temperatures of lead silica glasses. Trans of the Engl. ceramic Soc. 9, 126, 1909/10; Ref. Sprechs. 44, 427, 1911.

318. S. English and W. E. S. Turner, The effect of Aluminium on the Annealing Temperatures of Glass. Journ. Soc. Glass Techn. **5**, 1921; Some Notes on the Annealing of Glass. Journ. Soc. Glass Techn. **3**, 1919; The Annealing Temperatures of Magnesia-soda Glasses. Journ. Soc. Glass Techn. **3**, 1919; The Annealing Temperatures of the Lime-Soda Glasses. Journ. Soc. Glass Techn. **3**, 1919; S. English, F. W. Hodkin, C. M. N. Muirhead and W. E. S. Turner, The Influence of Silica on the Annealing Temperature of Glass. Journ. Soc. Glass Techn. **4**, 1920.
319. S. N. L. Voigt, Zeitschr. f. prakt. Geol. 1893, S. 273.
320. Dölter u. Siek, Über die Messung von Absolutwerten der Viskosität von Silikatschmelzen. Sitzber. d. K. Akad. d. Wissensch. in Wien 120, 1911; I, 659.
321. E. Greiner, Über die Abhängigkeit der Viskosität in Silikatschmelzen von ihrer chemischen Zusammensetzung. Diss. Jena 1907; Neues Jahrb. f. Min. II, 152, 1908.
322. v. Vesely, Über die Viskosität des Glases. Sprechs. **44**, 456, 1911.
323. Arndt, Zähigkeitsmessungen bei hohen Temperaturen. Zeitschr. f. Elektrochem. **13**, 578, 1907.
324. E. W. Washburn and C. B. Shelton, The viscosity Temperature Curves of Six Varieties of Optical Glass. Phys. Rev. (2), **15**, 149—150, 1920; Nr. 2, Ref. Phys. Ber. **2**, 726, 1920.
325. C. E. Guye et M. S. Vassileff, Arch. des Sciences phys. et nat. Genève (4) **37**, 214, 301, 1914.
326. H. F. Staley, Viskosität von Boratgläsern. Ref. Spr. **45**, 689, 1912.
327. C. Tammann, Über die Viskosität unterkühlter Flüssigkeiten. Zeitschr. f. phys. Chem. **28**, 17, 1899.
328. J. Masson, L. Gilbert and H. Buckley, A suggested Method for the Determination of the absolute Viscosity of Molten Glass. Journ. Soc. Glass Techn. **5**, 1921.
329. Schaller, Erweichung des Glases. Zeitschr. f. angew. Chem. **22**, 2369, 1909.
330. Zsigmondy, Kolloidchemie. 3. Aufl. Leipzig 1920. Anhang von P. Scherrer, S. 395, 405, 409; P. Scherrer, Phys. Zeitschr. **17**, 277, 1916.
331. N. L. Bowen, Devitrification of Glass. Journ. Am. Cer. Soc. **2**, 261 bis 278, 1919 (Papers on Optical Glass Nr. 9); D. O. W. 1920, 200 bis 202, Ref. Phys. Ber. **1**, 1028, 1920.
332. N. L. Bowen, The identification of „stones" in Glass. Journ. Am. Cer. Soc. **1**, 594—605, 1918; Geophys. Lab. phys. on optical Glass Nr. 4. N. L. Bowen, Crystals of Barium Disilicate in Optical Glass. Journ. Wash. Sci. **8**, 265—268, 1918; Geophys. Lab. phys. on optical Glass, Nr. 2.
333. H. Insley, A Study of the Origin and Cause of Stones in Glass. Journ. Am. Ceram. Soc. **6**, 706—716, 1923; Ref. Ker. Rundsch. **31**, 319, 1923.

334. C. N. Fenner and J. B. Ferguson, The effect of certain impurities in causing milkiness in optical Glass. Journ. Am. Cer. Soc. **1**, 468—476, 1918; Optical Glass Nr. 3.
335. F. Gelstarp, The Effect of certain Impurities in causing milkiness in Optical Glass. Journ. Am. Cer. Soc. **1**, 559, 1918.
336. Rayleigh, Kristallisation im Quarzglas. Proc. R. Soc. **98**, 284, 1921.
337. Henry Le Chatelier, Über das Entglasen von Kristallglas. Comptes rendus de l'Académie des Sciences **162**, 863—865, 5. 6. 1916; Ref. Spr. 374, 1919.
338. Rudolf Wietzel, Die Stabilitätsverhältnisse der Glas- und Kristallphase des Siliziumdioxyds. Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chem. **116**, 71—95, 1921.
339. H. S. v. Klooster, Ein Dezennium moderner Silikatforschung. Naturwissenschaften 2, 877—883, 1914.
340. Brockbank, Oberflächenentglasung bei thermischer Nachbehandlung. Spr. **47**, 509, 1914. — Y. Amanemiya, On the Devitrification Caused upon the Surface of Sheet Glass by Heat. J. Soc. Glass Techn. **6**, 1922.
341. H. Jackson, Glass and some of its Problems. Optician **58**, 309—321. 1920; Jahrb. d. Smithosian Inst. Wash. 1921, p. 239—259; Ref. Sprechs. **55**, 534 ff., 1922; Some General Observations on Glass. Journ. Soc. Glass Techn. 1, 1917.
342. R. L. Frink, Die Ursachen des Bruches bei der Glasfabrikation und eine Methode zur Differenzierung von chemisch-heterogener Spannung und von Kühlungsspannung. Ref. Sprechs. **45**, 690, 1912.
342a. J. W. Cobb, Zur Morphologie des Glases. J. Soc. Chem. Ind. **29**, 69 ff., 1909.
342b. G. Quincke, Struktur und Eigenschaften d. Glases. Ann. d. Phys. (4) **46**, 1025—1053, 1915.
343. Quasebart, Sprechsaal **49**, 18, 1916.
344. A. Q. Tool and C. G. Eichlin, The absorption of heat in Glass. Journ. opt. Soc. Am. **4**, 340—363, 1920; Bull. Bur. Stand. **16**, 340—364, 1920. Ref. Phys. Ber. **2**, 167, 1921.
345. A. Q. Tool and J. Valasek, Concerning the annealing and characteristics of Glass. Scient. Pap. Bur. of Stand. **15**, 537—571, 1920; Bull. Am. Inst. Mining 1919, p. 1945. Ref. Phys. Ber. **2**, 413, 1921.
346. Day and Allen, Publ. Carnegie Institut Nr. 31, 1905; Ref. Glas u. App. **2**, 143, 1921.
347. A. A. Lebedeff, On Polymorphism and Annealing of Glass. (Preliminary Communication). Transact. of the Inst. i. Petrograd 2, 10, 1921; Ref. Phys. Ber. 1315, 1922.
347a. F. Twyman and F. Simeon, On the refractive index changes in optical glass occasioned by chilling and tempering. Soc. Glass Techn. May 16, 1923; Nature **111**, 830, 1923. Ref. Phys. Ber. **4**, 1198, 1923.
348. P. Lafon, Compt. rend. **175**, 955—958, 1922; s. a. [216]).
349. K. Zulkowski, Die chemische Natur des Glases. Chem. Industrie **22**, 280, 1899; **23**, 108, 1900; Ref. Glas u. App. **2**, S. 197, 1921.
350. Kolloid-Zeitschr. **28**, 219, 1921.

351. E. Zschimmer, Naturkonstanten u. technische Konstanten der Gläser. Zeitschr. f. Elektrochem. 1922, Nr. 9/10.

Nachtrag.

Zusammenfassende Arbeiten:

352. E. Zschimmer, Theorie der Glasschmelzkunst. I. Buch. Volksbuchhandlung, Jena 1923.
353. —, Die Spiegelgruppe. Sprechsaal **56**, 239 ff., 1923.
354. H. Schulz, Das Glas. München 1923, b. Kösel u. Pustet.
355. Schott u. Gen., Jenaer Glas für die Optik. Preisverzeichnis, März 1923.

Dispersion der optischen Gläser.
§§ 8—12.

356. Czapski, Mitteilungen über das glastechnische Laboratorium in Jena und die von ihm hergestellten neuen optischen Gläser. Zeitschr. f. Inst. **6**, 293—299, 335—348, 1886.
357. F. E. Wright, Dispersion in Optical Glasses. I, II u. III. (Phys. Rev. [2] 519—520, **15**, 1920.) J. Optical Soc. Am. **4**, 148—159, 195—204, 1920. III; J. Optical Soc. Am. **5**, 389—397, 1921; Papers on Optical Glass. No. 27, 29. 38; Phys. Ber. **1**, 1280, 1615, 1616, 1920.
358. P. S. Nutting, Rivista d' Ottica et Mecc. di Precis. I. 54, 1919; J. Opt. Soc. Am. **6**, 109, 1922.
359. Cl. Schäfer u. M. Schubert, Ultrarote Eigenfrequenzen der Silikate. Zeitschr. f. techn. Phys. **3**, 201—204, 1922. Ref.: Phys Ber. **4**, 308, 1923.

Absorption der Farbgläser.
§§ 19—26.

360. S. D. Whitmer, Nickel Oxide in Glazes. J. Am. Ceram. Soc. **4**, 357—365, 1921. Ref.: Chem. Zentralbl. 642, 1921; ferner: J. Am. Ceram. Soc. **3**, 663, 1920 und Pence, Trans. A. C. S. **14**, 144.
361. W. W. Coblentz, W. B. Emerson and M. B. Long, Specktroradiometric investigation of the transmission of various substances. Scient. Pap. Bur. Stand Nr. 325, **14**, 653—676, 1918.
W. W. Coblentz u. W. B. Emerson, Glasses for protecting the eyes from injurious radiations. Techn. Pap. Bur. Stand Nr. 93, Wash. 1919.
362. K. T. Gibson u. H. J. Mc Nicholas, The ultraviolet and visible Transmission of eye protective glasses. Techn. Pap. Bur. Stand Nr. 119, Wash. 1919.
363. W. W. Coblentz, Progress in Manufacturing Radio-Protective Glasses. Optician 58, 265—267, 1920. Ref.: Phys. Ber. **1**, 1347, 1920.
364. M. Luckiesh, Der Einfluß der Temperatur auf die Durchlässigkeit gefärbter Gläser. Trans. Illum. Eng, Soc. **17**, 598, 1922. Ref.: Licht und Lampe **10**, 238, 1923.

365. A. Silvermann, Einfluß verschiedener Temperaturen auf gefärbtes Glas. Trans. Am. Cer. Soc. **16**, 547—550, 1914. Ref.: Sprechsaal **50**, 4, 1917.
366. K. Kilching u. J. Königsberger, Über die Abhängigkeit der selektiven Absorption von der Temperatur und das Verhalten der ersten Elektronen eines Moleküls im Innern einer Substanz. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **10**, 537—541, 1908..
367. Jean Becquerel, Über den Einfluß von Temperaturänderungen auf die Absorption von festen Körpern. Phys. Zeitschr. **8**, 929—942, 1907.
368. R. A. Houstoun, Untersuchungen über den Einfluß der Temperatur auf die Absorption des Lichtes in isotropen Körpern. Ann. d. Phys. (4) **21**, 535—573, 1906. Diss. Göttingen 1906.
369. G. B. Rizzo, Atti di Torino **26**, 632, 1891.
370. H. du Bois u. G. J. Elias, Der Einfluß von Temperaturen und Magnetisierung bei selektiven Absorptions- und Fluorenszensspektren. Ann. d. Phys. (4) **27**, 287, 1908. — G. J. Elias, Anormale magnetische Drehungsdispersion und selektive Absorption. Ann. d. Phys. (4) **35**, 327, 3911.
371. W. Rieder, De l'influence de la température sur la transparence aux rayons ultra-violets de différentes espèces de verres. Arch. sc. phys. et nat. (5) **4**, 355—358, 1922. Ref.: Phys. Ber. **4**, 424, 1923.
372. J. C. Hostetter a. H. S. Roberts, Note on the dissociation of ferric oxide dissolved in glass and its relation to the color of iron-bearing glasses. J. Am. Ceram. Soc. **4**, 927—938, 1921. Ref.: Phys. Ber. **3**, 914, 1921; Chem. Zentr. **23**, II, 688, 1922.
Absorption des Auges für ultraviolette Strahlen vgl. W. P. Graham, J. Opt. Soc. Am. 6, 605—614, 1922; M. Luckiesh, Electr. World **62**, 844, 1913.

Wirkung der absorbierten Energie.
§§ 27—33.

373. R. C. Gibbs, The effect of temperature on Fluorescence and absorption. I. Fluorescence and Absorption of Canary Glass at High Temperature. Phys. Rev. **28**, 361, 376, 1909. Ref.: Fortschr. d. Phys. **55**, II, 476, 1909.
374. J. R. Clarke, The Effect of the Rays from Radium, X-Rays and Ultra-Violet-Rays on Glass. J. Soc. Glass Techn. **5**, 155—165, 1921. Ref.: Glastechn. Ber. **1**, 46, 1923.
375. R. E. Liesegang, Strahlenwirkung auf Kolloide. Fortschritte d. Kolloidchemie XXIII.
Weitere Literatur zur Verfärbung von Glas durch Bestrahlung: Berthelot, Compt. Rend. **133**, 659, 1901; Michel, Beibl. Ann. d. Phys. **11**, 441, 1887; Beilby, Proc. Roy. Soc. **74**, 51, 1904; Maxwell-Garnett, Phil. Trans. **203** (A), 385, 1904; Greinacher, Phys. Zeitschr. **7**, 225, 1906; Villard, Compt. Rend. **126**, 1564, 1898; Lawson, Nature **104**, 335, 1919; Delachanel, Compt. Rend. **148**, 639, 1909; Rutherford, Phil. Mag. **19**, 192, 1910.

Die Brechung in Abhängigkeit von Zusammensetzung, Druck und Temperatur.
§§ 34—50.

376. L. N. G. Filon, On the variation of the doublerefraction in strained glass. Proc. Cambridge Phil. Soc. **11**, 478, 1902; **12**, 55, 1903; **12**, **313**, 1904. On the dispersion in artificial doublerefraction. Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. **207**, 263, 1907. Measurements of the absolute indices of refraction in strained glass. Reg. Soc. London, March **3**, 1919; Nature **88**, 58, 1910; Investigation of stresses in a rectangular bar by means of polarished light. Phil. Mag. (6) **23**, 1, 1912. Temperature variation of the photoelastic effect. Roy. Soc. Jan. 1914: Nature Febr. 1914, 649. — and Jessop, On the stress-optical effect in transparent solids strained beyond the elastic limit. Ref.: Phys. Ber. 3, 1179, 1922.

377. Taffin, Le recuit des verres. Compt. Rend. **174**, 36, 39, 1922. Ref.: Phys. Ber. **3**, 723, 1922. Sur le recuit et le propriétès méchaniques du verre. Compt. Rend. **174**, 159—162, 1922. Ref.: Phys. Ber. **3**, 724, 1922.

378. O. Reeb, Über eine Methode zur Messung der Dispersion der künstlichen Doppelbrechung. Ann. d. Phys. (4) **71**, 427—456, 1923; Gießener Diss. 1923; vgl. H. Ambronn, Ber. d. sächs. Ges. math.-phys. Kl. **63**, 249, 1911; W. Köhler, Diss. Gießen 1921.

379. E. Henriot, La biréfringence du verre comprimé. Compt. Rend. **172**, 1477—1479, 1921. Ref.: Phys. Ber. 2, 1062, 1921.

Elektrische, mechanische und thermische Eigenschaften.
§§ 54—118.

380. Ch. A. Kraus and F. H. Darby, Eine Untersuchung der Stromleitung in gewöhnlichem Natron-Kalk-Glas. J. Am. Chem. Soc. **44**, 2783—2797, 1922. Ref.: Chem. Zentr.-Bl. **4**, 96, 1923.

381. J. E. Harris and E. E. Schumacher, Measurements on the Gases evolved from glasses of Known-chemical composition. Ind. and Eng. Chem. **15**, 174—176, 1923. Ref.: Chem. Zeitschr. **1/2**, 1179, 1923.

Weitere Literatur zur Sorption und Diffusion von Gasen in Glas: Chappius, Wied. Ann. **8**, 1, 1879; Mehlhorn, Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 123, 1898; Mulfarth, Ann. d. Phys. **3**, 328, 1900; Swenton, Proc. Roy. Soc. (A) **79**, 134, 1907; **81**, 453, 1908; Hill, Proc. Phys. Soc. Lond. **25**, 35, 1912; Ulrey, Phys. Rev. (12) **14**, 160, 1919; Shrader, Phys. Rev. (2) **18**, 434, 1919; Gouy, Compt. Rend. 122, 775, 1896.

382. L. N. G. Filon and F. C. Harris, On the Di-Phasic Nature of Glass as shown by Photo-Elastic Observations. Proc. Roy. Soc. Lond. (A) **108**, 561—571, 1923. Ref.: Phys. Ber. **4**, 1613, 1923.

383. E. W. Tillotson, On the Surface Tension of Silicate and Borosilicate Glasses. J. Ind. a. Eng. Chem. **4**, 1912, Nr. 9.

Die optischen Eigenschaften der Gläser.

Unter Glas versteht man gewisse Verbindungen von Kieselsäure, Borsäure, Phosphorsäure, Tonerde mit Alkali —, Erdalkali — und Metall-Oxyden, welche infolge der ihnen eigenen Zähigkeit des Schmelzflusses ohne zu kristallisieren zu durchsichtigen homogenen Körpern erstarren. Das meist farblose Endprodukt zeichnet sich durch eine Reihe von hervorragenden physikalischen und chemischen Eigenschaften aus. Der Begriff „Glas" — wie er im wissenschaftlichen und technischen Sinne schlechthin gebraucht wird — schränkt aber die Reihe der so definierten Glasflüsse wesentlich ein, da gewisse Grenzen der chemischen Haltbarkeit, Festigkeit usw. gefordert werden und andererseits auch die langsamere oder schnellere Erstarrungsweise des Flusses für seine Verarbeitungsmöglichkeit und damit auch für seine Anwendung von ausschlaggebender Bedeutung sein kann. Infolgedessen wollen wir uns auf die Beschreibung der physikalischen Eigenschaften von Gläsern in letzterem Sinne beschränken.

Es ist eine charakteristische Eigentümlichkeit des Glases, daß seine Bestandteile in weiten Grenzen in beliebigen Verhältnissen miteinander mischbar sind und sich ebenso die meisten Eigenschaften entsprechend kontinuierlich dabei ändern. Deshalb ist es bei der zahlenmäßigen Wiedergabe der Eigenschaften unerläßlich, gleichzeitig die chemische Zusammensetzung des betreffenden Glases anzugeben, was in der Literatur früher leider nur in den seltensten Fällen geschah. Zwar werden wir sehen, daß sich gewisse Gruppen, z. B. die Alkali-Kalk-Silikat-Gläser oder die gewöhnlichen Bleigläser durch gemeinsame ihnen mehr oder weniger eigentümliche Eigenschaften auszeichnen, aber diese Eigentümlichkeiten gehen nicht so weit, daß man in ihnen das Charakteristische von Verbindungen sehen könnte. Wenn solche auch zweifellos im Glase vorhanden sind und dies auch keinesfalls als rein physikalisches Gemisch seiner oxydischen Bestandteile aufgefaßt werden kann, so finden sich doch keine ausgezeichneten Punkte in der Mannigfaltigkeit der Gläser, sondern sozusagen nur verschwommen abgegrenzte Gebiete mit mehr oder weniger charakteristischen Merkmalen.

Aus diesem Grunde hat sich bis heute noch keine allgemein gebräuchliche einheitliche Klassifizierung durchsetzen können und ehedem findet man als Definition eines untersuchten Glases dessen Herkunft und den vom Verwendungszweck stammenden Namen angegeben (z. B.

Fürther Spiegelglas, Kristallglas, Thüringer Thermometerglas usw.). Erst als die Herstellungsstätten die wissenschaftliche Untersuchung der Eigenschaften der Gläser selbst in die Hände nahmen, erfolgte eine eindeutige Bezeichnungsweise und zwar durch einen Gattungsbegriff und die Fabrikationsnummer — so nennt Fraunhofer zwei optisch berühmt gewordene Gläser „Fernrohr-Flint Nr. 13“ und „Kron Lit. M.“ Winkelmann und Schott geben die Fabrikationsnummer des Jenaer Glaswerkes an. Dieses benennt seine Typen im allgemeinen nach der Nummer der Erstlingsschmelze (z. B. gewöhnliches Flint 0 118 oder Phosphat-Kron S 367). Technische Gläser haben bei Schott den Index III, z. B. das bekannte Normal-Thermometerglas Jena 16^{III}. Für die meisten der in ihren Untersuchungen genannten Gläser gaben Winkelmann und Schott auch die Zusammensetzung an, allerdings ist diese nicht die wahre durch Analyse festgestellte, sondern die Zusammensetzung der in der Schmelze eingeführten Oxyde. Die durch das Einschmelzen bedingten Änderungen können aber mehrere Prozente betragen. Hier liegt überhaupt eine Eigentümlichkeit des Glases insofern, als die Unsicherheit des Einschmelzens auch noch nach dem heutigen Stand der Technik eine so große ist, daß jede Schmelzung als Individuum für sich angesprochen werden muß. Man kann die physikalischen Eigenschaften weit genauer messen, als man diese bei der Herstellung reproduzieren kann. Wir haben es eben nicht mit einem sich nach stöchiometrischen Verhältnissen von selbst zusammensetzenden Körper zu tun, sondern mit einer Mischung aus Schmelzflüssen, deren genaueste Verbindungsweise wir bis jetzt nicht kennen. In dieser Hinsicht behält Glas seine Eigenschaft als Flüssigkeit auch im unterkühlten, quasi-festen Zustand bei.

Von dieser Eigentümlichkeit abgesehen, sind es auch noch die Inhomogenitäten des Glases selbst, welche die Definiertheit mancher Eigenschaften des öfteren beeinflussen. Zwar ist ausgesuchtes optisches Glas in einer Weise homogen wie sonst kaum ein feinkristalliner fester Körper, aber immerhin sind diese Inhomogenitäten auch in den besten Stücken bis zu einem gewissen Grad immer vorhanden und noch meßbar. Glas zeigt auch häufiger Inhomogenitäten durch eingeschlossene Gasbläschen, ohne die gewisse Sorten bis heute nicht herstellbar sind. Diese Bläschen können unter Umständen auch Einfluß auf physikalische Eigenschaften gewinnen. Schließlich muß noch erwähnt werden, daß sich die meisten Gläser in höherem oder geringerem Maße im Zustande der Anisotropie befinden, die durch die Herstellung bei hoher Temperatur entsteht, da es infolge der schlechten Wärmeleitfähigkeit nicht

möglich ist, das Glas mit endlicher Kühlgeschwindigkeit ohne merklichen Temperaturgradienten abzukühlen. Dies führt naturgemäß zu Spannungen, die sich im Glase bei normaler Temperatur in endlichen Zeiten infolge seiner ausgezeichneten elastischen Eigenschaften nicht merklich ausgleichen.

Dies mußte vorher bemerkt werden, um die sonst schwerverständlichen Differenzen in den sorgfältigsten Meßresultaten aufzuklären, wo es doch gerade beim Glase möglich ist, die Meßkörper mit außerordentlicher Genauigkeit herzustellen.

Bei den systematischen Untersuchungsreihen, bei denen man versuchte die Änderung der Eigenschaften mit der Änderung der Zusammensetzung des Glases in Verbindung zu bringen, wurde in bezug auf die Variable verschieden vorgegangen. Winkelmann und Schott gehen in ihren Veröffentlichungen auf im Jenaer Glaswerk hergestellte Fabrikate zurück und nehmen in Kauf, daß von einem Glas zum anderen nicht nur eine Variable, sondern fast immer sämtliche Bestandteile sich ändern. Im übrigen unterscheidet man zwei Methoden: einmal, indem man von einem bekannten Glase ausgehend sukzessive ein Oxyd gegen gleiche Gewichtsprozente oder gegen gleiche Äquivalentmengen eines anderen austauscht oder indem man von einem sogenannten Grundglase ausgeht und zusieht, wie sich dessen Eigenschaften ändern, wenn man gewisse Mengen von Oxyden zusetzt.

Die Gläser und ihre optischen Konstanten*).

§ 1. Nomenklatur. Außer der vorerwähnten Art und Weise, die Gläser nach Herkunft usw. zu benennen, sind verschiedene Versuche gemacht worden, eine systematische Klassifikation durchzuführen, wenigstens soweit es rein optische Gläser betrifft. Den weitgehendsten Vorschlag hat hierin Zschokke[14]) gemacht, der bei größtmöglichster Eindeutigkeit gestattet, aus der Bezeichnung die optische Lage ohne weiteres zu ersehen. Jeder Typus wird durch 2 dreistellige Zahlen gekennzeichnet, welche den beiden charakteristischen optischen Konstanten des Glases n_D und $\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$ entnommen sind. Die ersten 3 Ziffern hinter dem Komma von n_D ergeben die erste dreistellige Zahl, die ersten 3 Ziffern des ν-Wertes unter Weglassung des Kommas die zweite, so daß also z. B. ein Kron-Glas mit der Brechung

*) Die Zusammensetzung vieler der in dieser Abhandlung genannten Glasarten ist in einer Tabelle am Schlusse derselben aufgeführt.

für die D-Linie von 1,5161 und einem ν-Wert von 64,03 die Typenbezeichnung Kron 516/640 erhält. Unter einer solchen Typusbezeichnung subsummieren alle Gläser, welche nach dem gleichen Gemengesatz und also annähernd mit diesen optischen Konstanten erschmolzen sind. Im Folgenden wird diese Bezeichnungsweise „optischer Typ" oder „S. O. G."-Typ (nach den Sendlinger optischen Glaswerken) genannt.

Eine zweite Art der Klassifizierung geht von der Zusammensetzung der Gläser aus und gibt ihnen Namen, wie Boro-Silikat-Kron, Antimon-Flint, Baryt-Kron usw., indem in diesen Namen sogleich die charakteristischen und für das optische Verhalten ausschlaggebenden Bestandteile genannt werden. Auf diese Weise gelingt es, gewisse, wenigstens im optischen Sinne verwandte Gruppen zu bezeichnen. Zschokke hat hier den ansprechenden Vorschlag gemacht, die Namen Baryt-Kron und Baryt-Flint in Barion und Barint zusammenzuziehen. Morey[15]) begnügt sich ähnlich dem Gebrauch bei den Sendlinger optischen Glaswerken mit 4 großen Klassen: Kron, Flint, Baryt-Kron (Barion) und Baryt-Flint (Barint) und unterteilt diese Gruppen in leichte, mittlere und schwere nach ihrem ν-Wert. Ein ausführlicheres System gibt Montgomery[16]) an, der mit 23 optischen Glasgruppen in meist aneinander grenzenden Gebieten die Mannigfaltigkeit der optischen Gläser ziemlich vollständig darstellt.

§ 2. n_D- und ν-Werte. Bekanntlich charakterisiert man die optischen Eigenschaften der Gläser hauptsächlich durch zwei Konstanten: durch den Brechungswert der gelben Natriumlinie n_D und durch den reziproken Wert der relativen mittleren Dispersion $\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$. Trägt man nun die bekannten Glastypen in ein Schaubild ein mit den Werten von n_D und ν als Koordinaten, so ergeben die früher gebräuchlichen Gläser von gewöhnlichem Kron bis zum schwersten Flint eine annähernd eindimensionale Mannigfaltigkeit von Gläsern. Durch einen bestimmten n_D-Wert war also auch der ν-Wert ziemlich eindeutig gegeben, und zwar durch die Beziehung: $n_F - n_C = 0{,}07812 \cdot n_D - 0{,}10962$.

Die Ergebnisse der klassischen Forschungen Abbes und Schotts[17]) eröffneten sozusagen eine zweidimensionale Mannigfaltigkeit der Gläser und wir finden nun zu einem n_D-Wert oft eine ganze Reihe von Gläsern mit verschiedenen ν-Werten. In Fig. 1 sind die wichtigsten Typen der optischen Kataloge der Sendlinger optischen Glaswerkes und des Jenaer Glaswerkes eingetragen. Die gestrichelten Linienzüge grenzen Gebiete

gewisser Gläser ab, die unter sich meist chemisch verwandt sind und etwa der von **Morey** vorgeschlagenen und im allgemeinen schon seit langem gebräuchlichen Einteilung entsprechen.

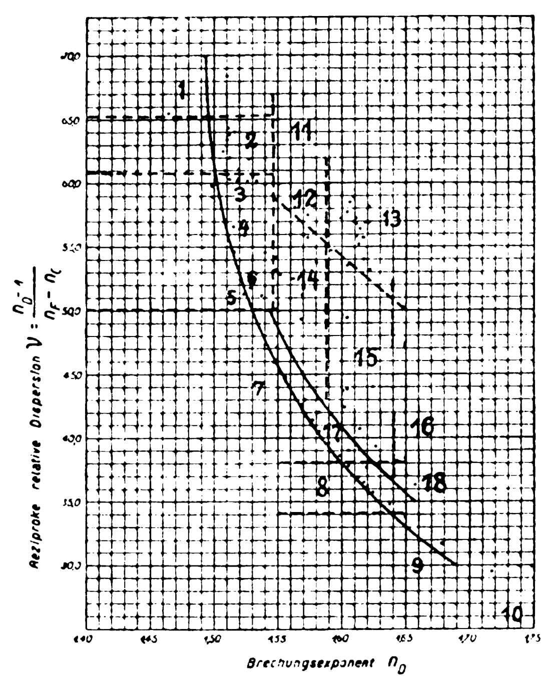


Fig. 1. Mannigfaltigkeit der optischen Gläser als Funktion des n_D- und ν-Wertes.

§ 3. Gruppen und vorherrschende Bestandteile.

1. Fluor-Kron.
2. Boro-Silikat-Kron.
3. Gewöhnliches Silikat-Kron.
4. Zink-Silikat-Kron.
5. Kron mit hoher Dispersion.
6. Fernrohr-(Antimon)Flint.
7. Leicht-Flint.
8. Mittel-Flint.
9. Schwer-Flint.
10. Schwerstes Flint.
11. Phosphat-Kron.
12. Leicht-Barion.
13. Schwer-Barion.
14. Leicht-Barint.
15. Mittel-Barint.
16. Schwer-Barint.
17. Boro-Silikat-Flint.
18. Borat-Flint.

Die Gruppen 1—10 liegen längs einer Linie und können nach gewissen ν-Werten voneinander abgegrenzt werden. Die technischen

Gläser, so weitgehend sie sich in ihren speziellen physikalischen Eigenschaften unterscheiden, umfassen doch nur ein sehr enges optisches Gebiet. Dies kommt daher, weil die bei ihnen hauptsächlich verwendeten Bestandteile in ihren optischen Eigenschaften verhältnismäßig gleichwertig sind und daher variiert werden können, ohne die Brechung so sehr wesentlich zu beeinflussen. Die außerhalb des Gebietes der Krone liegenden Gläser werden meist von einem ihnen eigentümlichen Bestandteil beherrscht. Nach der extremen Seite niedriger Brechung und hohem ν ist es das Fluor. Abbe[18]) hat zuerst auf die optische Eigenschaft des Fluorits aufmerksam gemacht und Zschimmer[19]) gelang es, das Fluor in Gläser einzuführen. Die beiden anderen Ecken des stumpfwinkeligen Dreiecks, welches die Gesamtheit der Gläser umschließt, wird vom Blei und vom Baryt beherrscht; PbO mit 223 Molekulargewicht ist mit Abstand das schwerste der in Gläsern allgemein verwandten Oxyde und bewirkt größte Brechung und Dispersion. In Verbindung mit Kieselsäure und Alkalien bildet es in der Menge von 15—80 Proz. eingeführt die Reihe der einfachen Flint-Gläser, vom Leicht-Flint 528/493 an bis zum reinen Blei-Silikat 960/197. Die dritte Ecke — gekennzeichnet durch hohe Brechung und geringe Zerstreuung — wird von den von Abbe und Schott zuerst eingeführten Baryt-Gläsern ausgefüllt. Ihre schweren Typen sind alkalifrei und enthalten bis 50 Proz. Baryt, außerdem zeichnet sie ein meist hoher Borsäure-, Tonerde- und Zinkgehalt aus. Diese Gläser sind bis heute frei von Bläschen und gänzlich ungefärbt nicht herzustellen. Die für die optische Herstellung noch als brauchbar zu bezeichnenden Typen werden etwa begrenzt durch die Reihe 590/612, 614/590, 621/581.

§ 4. Die gewöhnlichen Kron-Gläser sind Alkali-Kalk-Silikate und liegen in der Gegend von $n_D = 1{,}505$ bis $1{,}530$ und einem ν von ca. 60,0. Sie enthalten etwa 70 Proz. SiO_2, 12 Proz. CaO und 10 bis 15 Proz. Alkalien, unter denen das Natron vorherrscht. Teilweise wird der Kalk durch Baryt ersetzt, mit dem er in den optischen Eigenschaften verwandt ist.

Die Borsäure, welche für die Kron-Gläser ihrer guten Haltbarkeit und besonders ihrer optischen Eigenschaft wegen wichtig ist, finden wir bei dem Kron mit hohem n_D mit ca. 10 Proz. vertreten, zusammen mit verhältnismäßig viel Alkalien. Bei den eigentlichen Boro-Silikaten ist B_2O_3 meist mit einem höheren Gehalt von 10 bis 15 Proz., oft auch in Verbindung mit Baryt vorhanden.

Das Gebiet der zinkhaltigen Gläser bildet sozusagen die Verbindungslinie zwischen der Barionecke und der Mitte der gegenüber-

liegenden Dreieckseite; dort beträgt der Gehalt häufig über 10 Proz., hier einige 2—3 Proz. Der Übergang zu den Leicht-Flinten wird durch die Krone mit hoher Dispersion gebildet, welche sich durch großen Alkalireichtum (und damit verbundener geringerer Haltbarkeit) auszeichnen. Eingesprengt in dieses Gebiet liegen die Fernrohr-Flinte, die statt Blei Antimon enthalten und wichtig sind für die Behebung des sekundären Spektrums in Objektiven.

Innerhalb der Gruppe der schweren Barinte liegen die Borat-Flinte. Sie enthalten an Stelle von SiO_2 ganz oder teilweise B_2O_3. Zu ihnen gehört das berühmte Faraday-Glas[20]) mit einer Zusammensetzung von 73,7 Proz. PbO, 10,5 Proz. SiO_2 und 15,8 Proz. B_2O_3. Da die Borat-Flinte in der Praxis eine schlechte Haltbarkeit zeigen, so werden sie trotz ihrer günstigen optischen Eigenschaften kaum noch verwendet. Ausgedehnteste Verbreitung dagegen haben die Barinte gefunden, welche den Vorzug eines niedrigen ν-Wertes mit gedrückter Blau-Dispersion und großer Durchlässigkeit im Violett verbinden. Diese enthalten neben einem entsprechenden Bleigehalt Baryt bis 15 Proz., Zinkoxyd bis 10 Proz. und meist auch B_2O_3. Zwischen dieser Gruppe und den Silikat-Flinten, parallel zu letzteren, verläuft die Reihe der borsäurehaltigen Flinte (Boro-Silikat-Flint).

Das Gebiet stärkster Typensammlung ist das der Krongläser. Boro-Silikat-Krone liegen im ν-Wert höher und bilden die Verbindung zwischen den Fluor-Kronen und den Kron-Gläsern mit hohem ν und hohem n_D einerseits und den gewöhnlichen Kron-Gläsern andererseits.

§ 5. **ϑ-Werte und Einfluß der Bestandteile auf die Dispersion.** Für die rechnende Optik ist aber auch der genauere Verlauf der Dispersionskurve von größter Wichtigkeit, insbesondere das Verhältnis der Ausdehnung des blauen Teiles des Spektrums zum roten. Man zerlegt deshalb das ganze Spektrum in mehrere Abschnitte, z. B. $C—D$, $D—F$, $F—G'$ und nennt die Differenzen der dazugehörigen Brechungsindizes $n_D - n_C$, $n_F - n_D$, $n_{G'} - n_F$ Partialdispersionen, ihr Verhältnis zur mittleren Dispersion $n_F - n_C$ bezeichnet man als relative Partialdispersion, die man allgemein mit dem Buchstaben ϑ benennt, während man mit $\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$ den reziproken Wert der relativen mittleren Dispersion kennzeichnet. Eine der relativen Dispersion entsprechende Konstante findet sich schon bei Faraday (l. c.) angeführt. In Tabelle I sind die numerischen Werte einiger den optischen Katalogen entnommenen gebräuchlichen Typen mitgeteilt.

Tabelle I. Optische Konstanten einiger wichtiger Glasarten.

Glasart	Typus S.o.G. / Schott	n_D	$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$	$(n_F - n_C) \cdot 10^5$	$(n_D - n_C) \cdot 10^5$ $\frac{n_D - n_C}{n_F - n_C}$	$(n_F - n_D) \cdot 10^5$ $\frac{n_F - n_D}{n_F - n_C}$	$(n_{G'} - n_F) \cdot 10^5$ $\frac{n_{G'} - n_F}{n_F - n_C}$
Fluor-Kron	493/699 O 6781	1,4933	69,9	706	212 0,300	494 0,700	390 0,552
Kron mit hohem n_D	520/635 O 3848	1,5199	63,5	818	245 0,299	573 0,701	459 0,561
Borosilikat-Kron .	508/610 O 6367	1,5083	61,0	833	247 0,297	586 0,703	466 0,559
Borosilikat-Kron . .	516/640 O 3832	1,5162	64,0	807	240 0,297	567 0,703	449 0,558
Gewöhnliches Silikat-Kron . . .	518/590 O 203	1,5175	59,0	877	261 0,298	616 0,702	499 0,568
Zinksilikat-Kron . .	531/580 O 15	1,5308	58,0	915	271 0,296	644 0,704	520 0,568
Kron mit hoher Dispersion	515/546 O 608	1,5150	54,6	943	276 0,293	667 0,707	543 0,576
Phosphat-Kron . .	516/700 O 225	1,5159	70,0	737	222 0,301	515 0,698	407 0,552
Leichtes Barion . .	573/575 O 211	1,5731	57,5	996	293 0,294	703 0,706	568 0,570
Schweres Barion .	590/612 (O 2122)	1,5904	61,2	965	287 0,297	678 0,703	542 0,562
Schweres Barion .	614/564 O 2994	1,6139	56,4	1088	319 0,294	769 0,706	622 0,572
Leichtes Barint . .	570/560 O 7550	1,5697	56,0	1018	299 0,293	719 0,707	583 0,573
Mittleres Barint . .	624/391 O 748	1,6238	39,1	1595	457 0,286	1138 0,714	963 0,604
Schweres Barint . .	657/363 O 3269	1,6572	36,3	1813	515 0,284	1298 0,716	1106 0,610
Fernrohr-Flint . .	523/513	1,5232	51,3	1020	300 0,294	720 0,706	586 0,574
Leicht-Flint . . .	548/459 O 378	1,5479	45,9	1192	345 0,290	847 0,710	704 0,590
Mittleres Flint . .	613/369 O 118	1,6130	36,9	1660	473 0,285	1187 0,715	1009 0,607
Schweres Flint . .	649/338 O 102	1,6489	33,8	1920	545 0,284	1375 0,716	1181 0,615
Schwerstes Flint .	717/295 O 41	1,7172	29,5	2431	684 0,281	1747 0,719	1519 0,625
Bleisilikat	917/214 S 386	1,9170	21,4	4289	1180 0,275	3109 0,725	2808 0,655

Der Einfluß von Fluor, Blei und Baryt wurde schon bei Besprechung der Gruppeneinteilung erwähnt. Die Borsäure dehnt den roten Teil des Spektrums relativ zum blauen und wurde früher deswegen vor allem den Borat-Flinten zugesetzt. Fluor und die Alkalien bewirken umgekehrt eine Dehnung des blauen Anteiles und von letzteren Kali stärker als Natron. In dieser Richtung finden sie hauptsächlich bei den Kron-Gläsern ihre Verwendung. Das Fluor vermindert außerdem die gesamte mittlere Dispersion in einem gerade für Kron-Gläser sehr erwünschten Maße. Die Einführung der Phosphorsäure ruft einen von den Silikaten abweichenden Gang der Dispersion hervor, indem der blaue Teil stark gedehnt wird und gleichzeitig allgemein der Brechungsexponent erhöht wird. Die Phosphat-Kron-Gläser dienen deshalb zur besseren Achromatisierung der Borat-Flinte in Mikroskopobjektiven.

Bei Wright[21]) findet sich eine gute Zusammenstellung einer großen Zahl Gläser mit optischen Konstanten und ihrer Zusammensetzung, in Schaubildern werden außerdem mittlere und partiale Dispersion wiedergegeben. (Vgl. auch Czapski[356]) und Wright[357])).

§ 6. Anwendung von Gläsern und Achromatisierung von Glaspaaren. An dieser Stelle sei noch einiges über die Vorteile der spezifischen Dispersionseigenschaften der verschiedenen heutzutage zur Verfügung stehenden Glasarten bemerkt. Die wichtigste Anwendung besteht in einer günstigeren Achromatisierung unter gleichzeitiger besserer Behebung der übrigen Linsenfehler.

Bei den „alten" Gläsern — welche der obengenannten eindimensionalen Mannigfaltigkeit der Gläser entstammen — konnte ein Glaspaar z. B. für Fernrohrobjektive nur zugleich achromatisch und aplanatisch (d. h. sphärisch korrigiert und mit Erfüllung der Sinus-Bedingungen) gemacht werden, wenn man die Linsen trennte und somit vier getrennte Flächen mit verschiedenen Radien zur Verfügung hatte. Wenn man nun den n-Wert unabhängig vom ν-Wert auswählen kann, wie dies bei den „neuen" Glasarten der Fall ist, so kann man die beiden inneren Radien des aplanatischen Objektives gleich machen und die Linsen verkitten.

Bei den Photoobjektiven sind nun die schlimmsten Fehler Astigmatismus und Bildfeldwölbung. Wenn wir die astigmatischen und die chromatischen Fehler behoben haben, so liefert uns die Erfüllung der „Petzvalbedingungen" die Beseitigung der Bildfeldwölbung. Nach Petzval[22]) muß sein: $\sum \frac{\varphi}{n} = O$, wobei man mit der „Stärke" φ einer Linse, deren reziproke Brennweite bezeichnet. In einem zweilinsigen

System muß also $\frac{\varphi_1}{n_1} = -\frac{\varphi_2}{n_2}$ und somit $\frac{\varphi_1}{\varphi_2} = -\frac{n_1}{n_2}$ sein. Die Beseitigung der Achromasie knüpfte uns aber an die Bedingung: $\frac{\varphi_1}{\varphi_2} = -\frac{\nu_1}{\nu_2}$. Beide Bedingungen zugleich ergeben also den Zwang $\frac{n_1}{n_2} = \frac{\nu_1}{\nu_2}$ zu machen, d. h. mit dem größeren Brechungswert muß die größere Dispersion verbunden sein. Derartige Glaspaare, die Rudolph „anomale", Lummer[23]) „Neuachromate" nennt, finden wir erst in der zweidimensionalen Mannigfaltigkeit der neueren Glasarten.

Daher hat die Einführung der Baryt-Kron-Gläser (Barion) mit ihrer hohen Brechung und verhältnismäßig kleinen Dispersion geradezu umwälzend auf die Konstruktion von photographischen Objektiven gewirkt. Petzval, der obige Bedingungen in aller Klarheit aussprach, hätte zweifellos in allen Fehlern durchkorrigierte Photoobjektive angegeben, wenn ihm die neuen Glasarten zur Verfügung gestanden hätten. So war es Miethe[24]) vorbehalten, den ersten Anastigmaten aus stark brechendem Barion-Phosphat-Kron und schwächer brechenden Silikat-Flinten zu konstruieren, der also aus zwei „Neuachromaten" bestand. In einem Anastigmaten auch gleichzeitig mit Bildfeldwölbung und Astigmatismus die sphärische Aberration für Zentralstrahlen und für periphere Strahlen (Coma) zu beheben, gelang Rudolph[25]) durch Kombination eines Alt- mit einem Neuachromaten und später in noch vollkommenerer Weise v. Hoegh[26]) im Goerzschen Doppelanastigmat.

§ 7. Durch Einführung von Gläsern mit besonderem Verhältnis der Partialdispersion gelang es außerdem die chromatische Korrektur der Objektive überhaupt zu verbessern. Mit zwei Gläsern von verschiedenem ν-Wert kann man die Achromasie der Brennweiten oder Schnittweiten für zwei Farben erreichen. Die chromatische Aberration der übrigen, d. h. die Abweichung ihrer Brennpunkte von den beiden vereinigten Brennpunkten, bezeichnet man als sekundäres Spektrum. Fig. 2a veranschaulicht die Farbfehler bei einem zweilinsigen Objektiv aus gewöhnlichen Silikatgläsern. Als Abszissen sind die Aberrationen, als Ordinaten die Wellenlängen aufgetragen. Durch Einführung von Spezialgläsern mit abweichender Blaudispersion kann das sekundäre Spektrum herabgedrückt werden (Fig. 2b). Nimmt man noch eine dritte Linse hinzu, so kann unter Benutzung von Spezial-Gläsern die Aberration für drei Farben behoben werden, und es bleibt nur das „tertiäre Spektrum" übrig (Fig. 2c). Die abweichende Blaudispersion erkennt man sofort, wenn man als Abszissen die ν-Werte

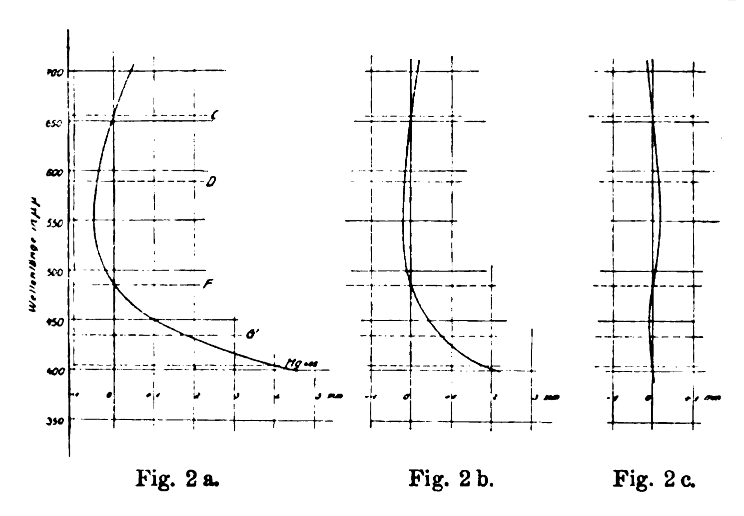


Fig. 2a. Fig. 2b. Fig. 2c.

und als Ordinaten die ϑ-Werte aufträgt. Es liegen dann die normalen Gläser fast auf einer stetig verlaufenden Kurve, während die Sondergläser merklich aus dieser Reihe herausfallen. Zu diesen Sondergläsern gehören die Phosphat-Krone und die Antimon-Flinte; praktisch wichtig sind besonders die letzteren.

Dispersion.

§ 8. Die hervorragende Anwendungsmöglichkeit der Gläser für dioptrische Zwecke beruht in ihrer hohen Durchlässigkeit für alles sichtbare Licht. Die Gebiete der ultraroten und ultravioletten Absorptionen greifen in den meisten Fällen nicht ins sichtbare Gebiet über. Befinden wir uns von den beiden Inflexionspunkten der Dispersionskurve weit genug entfernt, so genügt zu ihrer Darstellung die Cauchysche Form: $n = A + \frac{B}{\lambda^2}$, welche n als Funktion von $\frac{1}{\lambda^2}$ darstellt.

Meist aber müssen wir den Einfluß der ultravioletten Eigenfrequenz berücksichtigen. Zur Darstellung des sichtbaren Teiles genügt dann die vierkonstantige Kettler-Helmholtzsche Dispersionsformel:

$$n^2 = n_\infty^2 + \sum_m \frac{M_m}{\lambda^2 - \lambda_m^2}. \tag{1}$$

Bestimmt man den Wert einer Konstanten aus Messungen im Ultraroten, so kann man danach auch noch ziemlich weit in dieser Richtung hin extrapolieren. Wie Rubens gezeigt hat, ist $\frac{dn}{d\lambda}$ die „Dispersions-

stärke“ im ultraroten Teil bei Gläsern soweit gemessen von Null nicht viel verschieden. Für genauere Darstellung benutzte aber Rubens auch noch das volle zweite Summenglied von Formel (1), was einem Einbeziehen der ultraroten Eigenfrequenz entspricht. Den besten Anschluß an das Beobachtungsmaterial liefert aber die empirische, erstaunlich einfache Hartmannsche[27]) Formel: $n = n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^\alpha}$, wo α zwischen 1 und 1,2 liegt.

§ 9. Ultrarotes Gebiet. Vor den Arbeiten von Rubens liegen im Ultraroten nur wenige Messungen an Flintgläsern von Monton sowie von Langley[28]) vor bis etwa zur Wellenlänge 2 μ. Rubens[29]) untersuchte zunächst mittels Bolometer direkt die Strahlenablenkung an Prismen beim Minimum der Ablenkung von der Linie $H\gamma$ bis zu 2,5 μ und zwar an fünf verschiedenen Kron-Gläsern und vier Flint-Gläsern mit steigendem Bleigehalt. Diese Gläser Schottscher Herkunft waren: Mittleres Phosphat-Kron *S* 179, Borat-Kron *S* 204, Schwer-Barion *O* 1143, Leicht-Barion *O* 1092, Kron mit hoher Dispersion *O* 1151, ferner Leicht-Flint *O* 451 (36 Proz. *Pb O*), Schwer-Flint *O* 469 (52,6 Proz. *Pb O*) und *O* 500 (67,5 Proz. *Pb O*) und schließlich das Blei-Silikat *S* 163 (76 Proz. *Pb O*). Die Dispersionskurve der vier Flinte zeigen im Untersuchungsbereich für längere Wellen nahezu konstante Neigung zur Wellenlängenachse. Dagegen weisen sämtliche Kron-Gläser Inflexionspunkte auf, besonders stark das Phosphat-Kron und das Borat-Kron. Bei den Kron-Gläsern liegen also hier die ultraroten Eigenfrequenzen erheblich näher am Sichtbaren als bei den Flinten. Die gemessene Absorptionskonstante k, definiert durch $J' = J \cdot e^{-kd}$, wächst mit zunehmendem λ und bei den Flinten auch mit abnehmendem Bleigehalt. Sie erreicht bei 3,1 μ bei *O* 451 den Wert 1,09, bei den Kronen stets einen höheren Wert, z. B. den höchsten bei *S* 204 und 2,9 μ mit 1,73. Berechnet man daraus den Extinktionskoeffizienten, dessen Quadrat vom Brechungsexponenten abzuziehen ist, nach der Dispersionsformel, welche bei Berücksichtigung der Absorptionen auch noch im Resonanzgebiet gültig ist, so ergibt sich im Maximum nur eine Verminderung des n^2-Wertes von der Größenordnung 10^{-6}. Dies beweist, daß wir hier noch ziemlich weit entfernt sind vom Gebiet anomaler Dispersion. In einer späteren Arbeit hat Rubens[30]) *O* 500 bis zur Wellenlänge 4,12 μ mittels einer verfeinerten Anordnung noch genauer durchgemessen und findet einen deutlichen Inflexionspunkt bei 1,5 μ. Die oben genannten Resultate werden dadurch aber in kaum merklicher Weise geändert. Die Messungen an *O* 500 lassen sich danach durch eine vierkonstantige

Formel nur darstellen[31]), wenn die Werte für mindestens eine Konstante aus dem ultraroten Bereich von etwa 2 μ entnommen sind. Nach der exakteren Formel $n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2}$, wo b^2 mit dem Wert der Dielektrizitätskonstante für langsam wechselnde Felder identisch ist, errechnen sich die fünf Konstanten von *O* 500 zu $b^2 = 6{,}7716$, $M_1 = 0{,}03672$, $\lambda_1^2 = 0{,}0404$, $M_2 = 1508{,}2$, $\lambda_2^2 = 394{,}65$ und die ungefähren Schwerpunkte der beiden Absorptionsstreifen würden entfallen auf 19,9 μ und 0,2 μ. Bei dieser Lage des ultravioletten Absorptionsgebietes ist das Glas schon merklich gelb gefärbt.

§ 10. **Ultraviolettes Gebiet.** Der Verlauf der Dispersionskurve im Sichtbaren wird aber im wesentlichen von dem ultravioletten Absorptionsgebiet beeinflußt, insbesondere bei den Gläsern mit hoher Dispersion, den Flint-Gläsern, da bei diesen das Absorptionsgebiet teilweise bis ins Sichtbare hereinrückt. Die Brechungswerte dieses Gebietes sind an denselben Gläsern, wie bei Rubens von Simon[32]) bestimmt worden, der seine und Rubens interpolierte Resultate in einer ausführlichen Tabelle widergibt. Diese Werte sind im Schaubild Fig. 3 eingetragen. Bei allen diesen Gläsern ist die Stärke der Dispersion $-\frac{dn}{d\lambda}$ im wesentlichen durch das ultraviolette Absorptionsgebiet beeinflußt, auf das noch weiter unten zurückzukommen sein wird. Es gibt neuerdings Gläser, welche einen verstärkten Einfluß des ultraroten Gebietes erwarten lassen, doch liegt darüber noch keine Messung vor. Trägt man n als Funktion von $\frac{1}{\lambda^2}$ auf (Sellmeyersche Refraktionskurve), so entspricht der gerade Teil dem Gültigkeitsbereich der Cauchyschen zweikonstantigen Formel. Während $\frac{dn}{d\lambda}$ im Meßbereich stets negativ bleibt, ist an der Stelle, wo der zweite Differentialquotient den Wert Null annähme, der Wert $\frac{d^2n}{d\left(\frac{1}{\lambda^2}\right)^2}$ bereits negativ. der Inflexionspunkt der Kurve $F\left(\frac{1}{\lambda^2}\right)$ rückt also mehr nach dem Sichtbaren. Diese Kurve zeigt den verschiedenen Einfluß der ultraroten und ultravioletten Absorptionsgebiete auf die Kron- und Flint-Gläser daher deutlicher (vgl. Pulfrich, Ann. d. Phys. u. Chem. **45**, 648, 1892). Die Simonschen Daten wurden ergänzt durch die Messungen von Trommsdorf[33]) an 13 optischen Gläsern.

Wir haben gesehen, daß die genauesten Messungen im Sichtbaren allein nicht hinreichend sind, um die Konstanten einer Dispersion gleich so zu bekommen, daß man weitgehend extrapolieren könnte. Die für die Glasart so charakteristische Wellenlänge des ultravioletten und ultraroten Absorptionsgebietes sowie der genauere Verlauf der Dispersionskurve bei Annäherung an dieselben, würde die Glasarten wahrscheinlich noch charakteristischer zu unterscheiden gestatten als dies nur nach den normalen optischen Werten möglich ist.

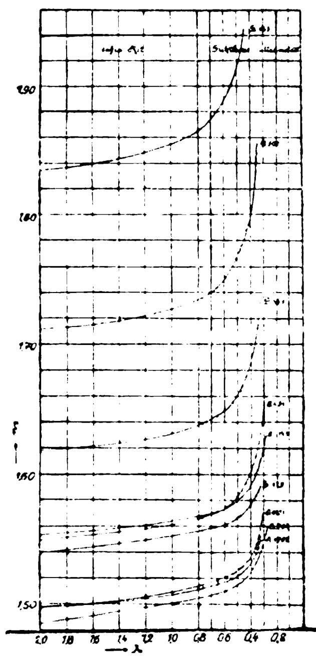


Fig. 3. Dispersion im Ultrarot und Ultraviolett (nach Rubens und Simon).

§ 11. Reststrahlengebiet und Dielektrizitätskonstante. Das ultrarote Wellenlängengebiet von 5 μ bis 20 μ ist an Gläsern nicht untersucht. Da kristallisierte Kieselsäure hier die Stelle metallischer Reflexion bei 8,5 und 20,8 μ aufweist (Rubens und Nichols[34]) und da sich amorphes Quarzglas ähnlich verhält, so müßte man hier wohl nach einer Reflexionsmethode arbeiten. Gläser mit SiO_2-Gehalt werden wahrscheinlich hier deren charakteristische Merkmale aufweisen und sich nicht wesentlich unterscheiden. Das erste Maximum bei 8,5 μ ist von Reinkober[35]) (später von Schäfer und Schubert[36]) genau

untersucht. Durch Schmelzen zu Quarzglas und durch die damit verbundene Zerstörung des Raumgitters geht die Feinstruktur der Bande bei 8,5 μ verloren und außerdem wird die Absorption wesentlich verringert.

Später hat Rubens[37]) die Untersuchungen auch noch jenseits des eigentlichen ultraroten Gebietes ausgedehnt, indem er das Reflexionsvermögen von Gläsern für fünf verschiedene Reststrahlengebiete sowie für die langwellige Strahlung des Auerbrenners von 0,10 mm und der Quecksilberdampflampe von 0,31 mm bestimmte. Zur Untersuchung gelangte: weißes Spiegelglas, schwarzes und violettes (Grau-)Glas, ferner möglichst verschieden zusammengesetzte Typen, nämlich Fluor-Kron *O* 7185, Phosphat-Kron *S* 367, Uviol-Kron *U V* 3199, Kron mit hoher Dispersion *O* 381, Barion *O* 1209, Barint *O* 1266 und die Flinte *O* 118, *O* 255 und *S* 461. Um die Untersuchungen des langwelligen ultraroten Dispersionsgebietes bis zum Anschluß an die Dielektrzitätskonstanten für statische Ladungen zu ergänzen, bestimmte Rubens[38]) die Brechungswerte direkt für $\lambda = 57{,}2$ mm nach einer relativen Methode an den beiden ersten der vorgenannten optischen Kron-Gläser und an den drei Flinten. Jaeger[39]) ergänzte wiederum diese Ergebnisse durch Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten an den von Rubens untersuchten Gläsern mittels einer Drahtwellenmethode für $\lambda = 10$ m ($n = 3 \cdot 10^7$ sec^{-1}) und nach einer ähnlichen Resonanzmethode für die Poulsen-Schwingung $\lambda = 3000$ m ($n = 10^5 \cdot$ sec^{-1}). Das Hauptresultat ist folgendes: sämtliche Gläser weisen im Ultraroten ein Gebiet anomaler Dispersion auf. Nachdem dieses durchschritten ist, wächst n^2 wieder langsam und erreicht bei $\lambda = 0{,}3$ mm schon den Wert von n_∞^2 bis auf eine kleine Differenz. Ein zweites Gebiet anomaler Dispersion im Bereich Hertzscher Wellen erscheint entgegen den Beobachtungen von Löwe nicht wahrscheinlich. Hiermit erledigt sich die Besprechnng der sich widersprechenden Resultate über normale und anomale Dispersion im Gebiet elektrischer Schwingungen, welche in den Arbeiten von Thomson, Lecher, Blondlot und vor allen von Starke und Löwe enthalten sind*). Zu bemerken ist noch, daß der extrem hohe Wert der Dielektrizitätskonstante beim Kron mit hoher Dispersion *O* 1335 bei Starke und Löwe auf eine wasserhaltige Oberflächenhaut zurückzuführen ist, zu welcher diese Glasorte bekanntlich wegen ihres hohen Alkaligehaltes neigt. In der Tat ergab sich auch bei Löwe[40]) für *O* 1335 für schnellere Schwingungen, wo diese leitende

*) Vgl. Hovestadt[1]).

Zwischenschicht einen geringen Einfluß hat, ein niedrigerer Wert von n^2 und er konnte auch keine Absorption feststellen, mit welcher die anomale Dispersion verbunden sein müßte. Die Werte für die verschiedenen Dielektrizitätskonstanten nach Rubens und Jaeger sind in der Tabelle II enthalten.

Tabelle II.

Glasart	Typus nach S.o.G.	Dichte	n_D	Dielektrizitätskonstante n^2 für λ =			
				3000 m	10 m	57 mm	0,3 mm
Weißes Spiegelglas . .	—	2,54	1,5301	7,16	7,10	—	—
Schwarzes Glas	—	2,69	1,5504	7,41	7,31	—	—
Violettes Glas	—	2,53	1,5341	6,85	6,89	—	—
Fluor-Kron . . . . . *O* 7185	464/656	2,27	1,4637	5,84	5,78	5,64	5,54
Phosphat-Kron . . . . *S* 367	516/640	2,59	1,5164	6,41	6,40	6,28	6,17
Uviol-Kron . . . . . *UV* 3199	504/644	2,41	1,5035	5,66	5,56	—	—
Kron mit hoher Dispersion *O* 381 (*O* 2074)	526/513	2,70	1,5262	6,95	6,90	—	—
Schweres Barion . . . *O* 1209 (*O* 1993)	611/572	3,55	1,6112	8,19	8,21	—	—
Mittleres Barint . . . *O* 1266 (*O* 1353)	604/494	3,50	1,6042	7,68	7,73	—	—
Mittleres Flint . . . . *O* 118 (*O* 2051)	613/369	3,58	1,6129	7,52	7,42	7,33	7,37
Schwer-Flint . . . . . *O* 255	717/295	4,46	1,7145	—	9,98	9,55	9,41
Blei-Silikat . . . . . *S* 461	—	6,01	1,9170	16,3	16,1	15,6	15,6

Hiermit ist endlich ein ganz normaler Zusammenhang zwischen dem optischen Brechungswert und der Dielektrizitätskonstante für langsame Schwingungen gegeben. Die Werte gehen bei ähnlichen Gläsern mit dem Brechungswert bzw. der Dichte annähernd proportional und bewegen sich zwischen den Extremen 5,81 und 16,2. Irgendwelche überraschende Ergebnisse sind nicht mehr zu erwarten.

§ 12. Es muß noch etwas genauer auf die Resultate im Reststrahlengebiete eingegangen werden, da diese charakteristische Merkmale zwischen den einzelnen Glassorten aufweisen. In Fig. 4 sind die Originalkurven der Rubens-Messungen[37]) wiedergegeben, in denen das

Reflexionsvermögen als Funktion von $\lg \lambda$ aufgetragen ist. Aus dem Reflexionswert berechnet sich nach der Fresnelschen Formel der n-Wert für den Fall, daß der Extinktionskoeffizient zu vernachlässigen ist, sonst muß man die Cauchy-Quinckesche Formel benutzen und die Absorptionen gesondert bestimmen, was in diesem Gebiete noch nicht erfolgte. Höheres Reflexionsvermögen kann sowohl von höherem n^2-Wert wie von starker Absorption herrühren. Da bei Gläsern ein

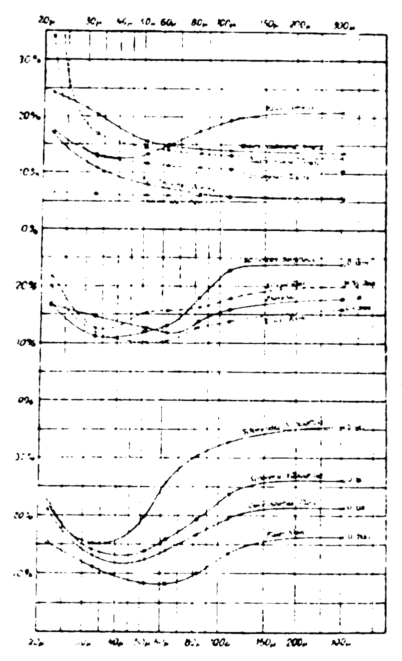


Fig. 4. Reflexionsvermögen von Gläsern im Reststrahlengebiet (nach Rubens).

Gebiet metallischer Reflexion nicht vorkommt, schon wegen des Fehlens einer Raumgitterschwingung bei amorphen Substanzen, so verläuft die Dispersionskurve der Reflexionskurve analog.

Die Ausläufer des metallischen Reflexionsgebietes bei $20\,\mu$ von Kieselsäure finden wir in diesen Rubensschen Messungen wieder. Quarz und Quarzglas zeigen dasselbe Verhalten und nähern sich nach einem steilen Abfall der Werte des Reflexionsvermögens bei ca. $100\,\mu$ dem statischen Wert der Dielektrizitätskonstanten asymptotisch. [Wegen des verschiedenen Verhaltens des ordentlichen und außerordentlichen Strahles vgl. Rubens (l. c.)].

Die Einführung von Basen bewirkt nun in allen Fällen ein Gebiet anomaler Dispersion zwischen 35 und 300 μ. Der Einfluß der Kieselsäure mit dem steilen Abfall bleibt bis zu einem Minimum zwischen 30 und 40 μ bei allen erhalten und zeigt sich auch bei dem SiO_2 freien Phosphat-Kron S 367 durch einen gänzlich anderen Charakter der Kurve. Bemerkenswert ist das Maximum in der Gegend von 55 μ bei Spiegelglas, das wohl vom Kalk herrührt, möglicherweise aber auch mit dem Reststrahlengebiet der Alkalien zusammenhängen kann. Hoher Borsäuregehalt scheint das Minimum nach langen Wellen zu verschieben (*U V*-Kron 3199, Fluor-Kron *O* 7185, Phosphat-Kron *S* 367. Auch beim Barion *O* 1209 noch merklich).

Die Gläser stehen demnach in ihrem Verhalten im ultraroten Gebiet zwischen den Flüssigkeiten, bei denen ein Gebiet anomaler Dispersion noch jenseits 300 μ angenommen werden muß, um den Anschluß an das elektrische Gebiet zu erreichen, und den kristallinischen Substanzen, welche nach dem Bereich anomaler Dispersion, hervorgerufen durch die Raumgitterschwingung, einem Grenzwert zustreben, welcher mit n_∞ ungefähr identisch ist. Die Gläser enthalten keine Dipole (nach Debye) wie die Flüssigkeitnn, oder diese haben kein Orientierungsvermögen infolge der hohen Zähigkeit. Bei hoher Temperatur kann das eventuell anders sein (vgl. a. § 62).

Absorption der „farblosen" Gläser.

Zunächst möge die Lage und Intensität des ultraroten und ultravioletten Absorptionsgebietes der möglichst farblosen optischen Gläser betrachtet werden, soweit sie der Einwirkung der normalen bei optischen Gläsern vorherrschenden Bestandteile entstammen. Diese normalen Bestandteile sind: SiO_2, B_2O_3, P_2O_5 als saure Oxyde, zu dem im gewissen Sinne auch noch As_2O_5 und Al_2O_3 zu rechnen sind. Als normale basische Bestandteile sind anzusehen die einwertigen Basen Na_2O, K_2O, eventuell Li_2O und die zweiwertigen Basen PbO, BaO, ZnO, CaO, MgO.

§ 13. Absorption im Ultrarot. Aus den Untersuchungen von Rubens und seinen Mitarbeitern ging hervor, daß im Ultraroten bei durchsichtigen amorphen Substanzen (Gläser) im allgemeinen zwei Absorptionsgebiete mit anomaler Dispersion auftreten, deren langwelligeres im Reststrahlengebiet wohl den basischen Bestandteilen angehört, während das dem Sichtbaren benachbarte Gebiet von der Absorption der Kieselsäure beherrscht wird. Der Einfluß der anderen Säuren B_2O_3 und P_2O_5 ist unbekannt. Die Form dieser kurzwelligeren

ultraroten Absorptionskurve kann natürlich durch die Bindungsweise der Kieselsäure in Gläsern stark beeinflußt und eventuell verbreitert werden. Borsäure und wahrscheinlich auch Phosphorsäure werden den Absorptionsverlauf in diesem Gebiet, wie aus den Messungen bis 4 μ schon geschlossen werden kann, wesentlich beeinflussen.

Direkte Bestimmungen der Absorptionskonstanten k (vgl. S. 126) sind von Rubens[29]) an den schon erwähnten 5 Kron-Gläsern und 4 Flint-Gläsern vorgenommen worden. Die Apparatur war mit Steinsalz-Flußspat-Optik ausgerüstet. Die Reflexion wurde durch Messung der Durchlässigkeit zweier verschieden dicker Platten eliminiert. Ein Teil

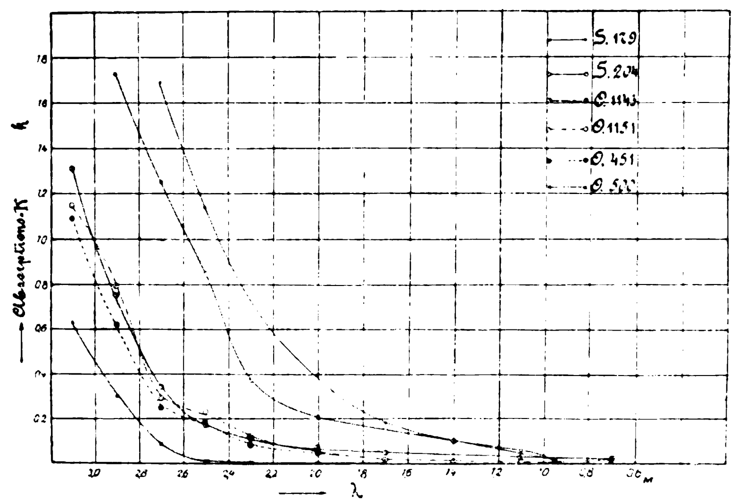


Fig. 5. Absorptionskonstanten einiger Gläser im Ultraroten (nach Rubens).

der Resultate ist in Fig. 5 eingetragen. Bemerkenswert ist das frühere Einsetzen der Absorption bei dem Borat- und dem Phosphat-Glas, insbesondere der steile Anstieg bei letzterem. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß die kleinen Schwankungen in der Absorptionsstärke bei einigen der Kurven als reell angesprochen werden müssen.

Die Durchlässigkeit für integrale Wärmestrahlung eines Argandbrenners hat Zsigmondy[41]) an einigen Silikat-Gläsern verschiedenartiger Zusammensetzung untersucht. Waren die Gläser eisenfrei, so zeigten sie nur geringe Unterschiede, wie nach den Spektraluntersuchungen im Ultraroten auch nicht anders zu erwarten ist. Bei $7\frac{1}{2}$ mm Glasdicke schwankte die durchgelassene Energie nur von 58 bis 63 Proz. bei diesen einzelnen Glasarten (vgl. ferner auch Crookes[55])).

Ehe man aber nicht den genaueren Verlauf der Absorption für eine größere Anzahl von Gläsern kennt, läßt sich eine Diskussion des Einflusses der Bestandteile um so weniger durchführen, als man die spezifischen Einflüsse ja nicht kennt, sondern gerade umgekehrt durch die Kenntnis des Verlaufes der ultraroten Absorption wesentliche Aufschlüsse über die Konstitution des Glases zu erhalten hofft. So kann man nur ganz allgemein feststellen, daß bei den Kron-Gläsern offenbar das ultrarote Absorptionsgebiet näher an das Sichtbare heranrückt als bei den Flint-Gläsern mit ihrer hohen Dispersion. Die Extreme scheinen Borate und Phosphate zu bilden. (Eine eingehendere Diskussion versucht Hovestadt[1]) auch für den Einfluß des ultravioletten Absorptionsgebietes, teilweise auf Grund der gemessenen optischen Daten im Sichtbaren.)

§ 14. Absorption im Ultraviolett. Das ultraviolette Absorptionsgebiet ist zwar eingehender untersucht worden, schon weil hier für die Durchlässigkeit der chemisch wirksameren Strahlen von seiten der Photographie, Spektrographie usw. ein vitales Interesse vorlag, doch ist weder die Vollständigkeit noch die Genauigkeit der Messungen sehr erfreulich. Das ultraviolette Absorptionsgebiet liegt näher dem Sichtbaren und beeinflußt daher meist die Dispersionskurve in höherem Maße, besonders bei den Flint-Gläsern. Dies kommt ja schon dadurch zum Ausdruck, daß, wie wir oben gesehen haben, eine drei- bis vier-konstantige Dispersionsformel meist eine hinreichende Beschreibung des Dispersionsverlaufes gestattet, was der Berücksichtigung nur einer Art von Eigenfrequenzen entspricht.

Was nun zunächst die ultraviolette Absorption der Kieselsäure betrifft, so ist Quarzglas bis 220 $\mu\mu$ ziemlich vollständig durchlässig, bei 180 $\mu\mu$ weitgehend undurchlässig. Wir finden auch hier gegenüber dem kristallinischen Zustand eine Verbreiterung des Absorptionsgebietes. Die von Martens[42]) auf Grund der bekannten Konstanten von kristallinischem Quarz berechneten Absorptionsmaximen würden etwa erst bei 101 $\mu\mu$ liegen. Noch durchlässiger scheint die glasige Borsäure zu sein, welche Zschimmer[43]) bei 183 $\mu\mu$ in 3 mm Dicke noch sehr durchsichtig findet.

Zschimmer[43]) hat qualitativ an einer großen Reihe von einfach zusammengesetzten Schmelzen die spezifische Durchlässigkeit der einzelnen Oxyde festgestellt als Unterlage für die später hergestellten Gläser mit gesteigerter ultravioletter Durchlässigkeit. Die hohe Durchlässigkeit der reinen Säuren SiO_2 und B_2O_5 nimmt durch Basenzusatz erheblich ab, am stärksten wirkt natürlich Blei, Zink mehr als Baryt,

Natron stärker als Kali. Ein extrem ultraviolett bis zum Beginn der Luftabsorption durchlässiges Glas gibt Fritsch[44]) an; es besteht aus 1 Teil Calciumfluorid und 2 Teilen Borsäure.

Für quantitative Bestimmungen der Durchlässigkeitsfaktoren im Ultravioletten ist zu bemerken, daß sich die einzelnen Schmelzen eines Typus gerade in der Stärke der ultravioletten Absorption oft stark unterscheiden. Besonders zeigt sich dies bei den Flint-Gläsern, was wohl nicht immer durch Verunreinigungen zu erklären ist. Die Absorption beginnt meist schwach, erstreckt sich dafür aber schon in das Sichtbare, bleibt dann über etliche Wellenlängen hin annähernd konstant, um die hohen Werte im Ultravioletten ziemlich plötzlich anzunehmen. Man kann daher, wie manche Autoren es tun, ziemlich genau angeben, in welchem Gebiet die praktische Durchlässigkeit aufhört.

Chardonnet und Schjerning[45]) bestimmten durch Einwirkung auf Bromsilberpapier den Beginn der Absorption bei λ_1 und die praktische Durchlässigkeitsgrenze bei λ_2 an 8 mm dicken Plättchen von Feilschen optischen Kron- und Flint-Gläsern. Die Wellenlänge von λ_1 schwankt zwischen 303 bis 355, die von λ_2 von 300 $\mu\mu$ bis 350 $\mu\mu$. Der Anstieg ist auf ca. 5 $\mu\mu$ verteilt. Ähnliche Werte finden sich bei Eder und Valenta[46]) an Jenaer optischen Gläsern.

§ 15. Da auch die Werte von Vogel und Müller[47]) nach heutigen Begriffen nicht mit genügend exakten Mitteln der photographischen Spektrophotometrie ausgeführt sind, so seien nur einige davon mitgeteilt. Die Untersuchungen bezogen sich auf die für die Fernrohre wichtigen Gläser Kron *O* 203 (518/590), Leicht-Flint *O* 340 (577/414) und Schwer-Flint *O* 102 (649/338). Ausgemessen wird das Verhältnis der Durchlässigkeit zur eintretenden Energie (Durchlässigkeitsfaktor) für 100 mm Schichtdicke nach Beseitigung der durch Rechnung ermittelten Reflexionsverluste:

Tabelle III.

Glasart	Typ	434	400	390	375 $\mu\mu$
Leicht-Flint . . .	*O* 340	0,569	0,614	0,456	0,388
Schwer-Flint . . .	*O* 102	0,502	0,463	0,025	—
Kron	*O* 203	0,667	0,695	0,583	0,583

Bemerkenswert scheint, daß bei den Leicht-Flinten zwei Absorptionsbänder gefunden wurden, an der Grenze des Sichtbaren ein verwaschenes

bei 437 $\mu\mu$ und ein scharf begrenztes bei 419 $\mu\mu$ von etwa 3,5 $\mu\mu$ Breite. Beim Schwer-Flint fehlen diese.

Im Spektralbereich 425—309 $\mu\mu$ gibt H. A. Krüß[18]) folgende Werte der Durchlässigkeitsfaktoren für einige wichtige Gläser, die er mittels eines besonderen Fluoreszenzphotometers und mit Metallfunken erhalten hatte:

Tabelle IV.
Durchlässigkeitsfaktoren für 10 mm.

Schott-Typus	Glasart	Optischer Typ	Wellenlängen in $\mu\mu$							
			425	415	396	384	361	347	330	309
O 144	Borosilikat-Kron	510/640	0,993	0,982	0,986	0,972	0,950	0,88	0,65	0,08
O 2388	Fernrohr-Kron .	525/617	0,970	968	980	955	942	86	53	—
O 60	Kron	518 602	0,982	—	981	975	949	91	77	03
O 1209	Schwerstes Baryt-Kron .	611/572	0,965	—	941	894	85	28	07	—
O 722	Baryt-Leicht-Flint	580/538	0,961	965	971	948	849	66	32	01
O 846	Baryt-Leicht-Flint	553/530	0,978	973	987	968	952	88	66	02
O 1266	Baryt-Leicht-Flint	604/438	0,963	—	931	865	68	46	06	—
O 748	Baryt-Flint . .	624/391	0,952	—	917	84	61	41	06	—
O 919	Gewöhnliches Silikat-Flint .	632/357	0,961	—	944	86	66	30	05	—
O 192	Schwer-Flint .	673/320	0,905	—	76	58	16	01	—	—

Am durchlässigsten erwiesen sich die 3 Kron-Gläser und die 3 Leicht-Barinte, nämlich bis ca. 330 $\mu\mu$. Die gleiche Durchlässigkeit wiesen Barion und Silikatflint bei 347 $\mu\mu$ auf, während das Schwer-Flint *O* 192 die Grenze bei 380 $\mu\mu$ zeigt. Eine genaue quantitative Messung liegt auch ferner von Pflüger[19]) vor, der mit Thermoelement im Bogenlampenspektrum maß.

Gute Boro-Silikat-Gläser, wie das für Feldstecherprismen vorwiegend verwandte Kron 516/640, sind in 100 mm Dicke bis 335 $\mu\mu$ und in 5 mm Dicke bis 300 $\mu\mu$ durchlässig. Bei einem mittleren Flint 613/369 ergab sich als Grenzwert der Durchlässigkelt für 100 mm 355 $\mu\mu$. (Nach Mess. d. Sendl. opt. Glasw.)

Zschimmer[50]) hat auf Grund der oben genannten Versuche besonders ultraviolett-durchlässige Kron- und Flint-Gläser herausgebracht, die zu Fernrohrlinsen verarbeitet auch in der Praxis Anwendung für Sternphotographie gefunden haben. Als Durchlässigkeitsgrenze für das *U-V*-Kron 3199 (*O* 3562) wurde für 100 mm Glasdicke 327 $\mu\mu$ und für 5,4 mm Glasdicke 292 $\mu\mu$ gefunden. Die Bestimmungen erfolgten ebenso wie die an Kron 516/640 und Flint 613/369 mittels *U-V*-Bandlampe in einem Krüßschen *U-V*-Spektrographen auf Bromsilberplatten. Die wichtige Durchlässigkeitsgrenze für einige gebräuchliche Objektivtypen ergibt die folgende Tabelle V.

Tabelle V.
Durchlässigkeit von Goerzschen Photo-Objektiven.

Objektiv	Öffnungs-verhältnis	Brennweite in mm	Grenze der Durchlässigkeit bei $\mu\mu$
Dogmar	1 : 5,5	300	336
Dagor	1 : 6,8	300	338
Projec. Axiar . . .	1 : 6	300	323
Kino Hypar . . .	1 : 3	50	327

§ 16. **Absorption für Röntgenstrahlen.** Die Durchlässigkeit für Röntgenstrahlen ordnet sich auch bei Gläsern nach dem molekularen Gewicht der Bestandteile[51]) oder besser gesagt nach der Ordnungszahl der enthaltenen Atomarten.

Erstrebt man daher größte Absorptionsfähigkeit, so verwendet man ausschließlich stark bleihaltige Gläser. Die für normalen Schutz verwandten Gläser enthalten etwa 25—30 Gewichtsprozent PbO und absorbieren bei 10 mm Schichtdicke etwa 99 Proz. der härtesten Strahlung bei einer Scheitelspannung von 60 K.-V. an der Röhre. Will man für härtere Strahlen intensiveren Schutz haben, was nötig ist, wenn man, wie schon jetzt geschieht, bis 220 K.-V. Scheitelspannung geht, so gebraucht man 60 Gewichtsprozent PbO und darüber bei Mindestglasdicken von 10 bis 20 mm.

Will man besonders weiche Strahlen zur Anwendung bringen, so sind zuweilen besonders durchlässige Gläser erwünscht. Schott[52]) gibt ein solches an von der Zusammensetzung 39,0 Proz. SiO_2, 30 Proz. B_2O_3, 20 Proz. Al_2O_3, 0,4 Proz. As_2O_5, 10 Proz. Na_2O. Ch. und F. Lindemann[53]) haben einen glasartigen Fluß zusammengestellt, den sie als Austrittsfenster für besonders weiche Strahlen benutzten und zu dem sie nur Elemente von den niedrigen Ordnungszahlen verwandten. Sie schmolzen Lithium, Beryllium und Borsäure

zusammen. Das Glas war natürlich nicht haltbar und konnte nur mit Lack überzogen benutzt werden. Da wir es hier nicht mit den peripheren, sondern den zentralen Eigenschaften der Atome zu tun haben, so ist bei der Durchlässigkeit für Röntgenstrahlen die Bindungsweise der Bestandteile ohne Einfluß, dagegen spielt natürlich bei der Durchlässigkeit die zerstreute Energie eine Rolle.

• § 17. **Absorption im Sichtbaren.** Im sichtbaren Teil des Spektrums sind die Unterschiede der Durchlässigkeit zwischen den einzelnen Schmelzen eines Typus oft sehr erheblich, da die Absorption zum größten Teil mit dem Gehalt an verunreinigenden färbenden Oxyden (meist Eisen) zusammenhängt. Es ist daher schwer, Schlüsse auf den Anteil an der Absorption zu ziehen, welcher auf die eigentlichen glasbildenden Oxyde selbst trifft. Der langsame Anstieg der Absorption im Ultravioletten weist aber schon darauf hin, daß diese Werte von Null verschieden sind. Die Werte des Durchlässigkeitsfaktors für 100 mm Dicke und für sieben verschiedene Wellenlängen sind nach Messungen von Müller[47]) mit dem Glanschen Spektralphotometer für die drei schon oben genannten Glasarten:

Tabelle VI.

Glasart	Schott-Typus	Wellenlängen in $\mu\mu$ 677	580	535	503	477	455	436
Leicht-Flint . .	O 340	0,939	0,878	0,907	0,880	0,880	0,834	0,680
Schwer-Flint . .	O 102	794	829	808	782	700	663	566
Gewöhnl. Kron . .	O 203	903	872	898	872	860	822	806

Die absorbierte Strahlung für sichtbares Licht in Prozenten der eintretenden, teilt Pflüger[49]) mit, dessen Resultate in Tabelle VII sich finden.

Tabelle VII.

Schott-Typus	Glasart	Optischer Typus	Auf 1 cm Glasdicke absorbierte Strahlung in Prozenten 357	388	415	442	500	640 $\mu\mu$
O 144	Borosilikat-Kron . .	510/640	4,7	2,5	1,2	—	0,7	0,5
O 60	Gewöhnlicher Kron .	518/602	3,4	2,5	1,8	1,4	0,5	0,3
O 1209	Schwer-Barion . . .	611/572	35	9,8	5,2	3,4	2,5	1,6
O 2001	Fernrohr-Flint . . .	523/513	49	30	12	3,6	0,7	0,7
O 602	Leicht-Barint . . .	568/530	9	6	2,7	—	1,6	—
O 578	Leicht-Barint . . .	583/464	18	8,6	2,5	2,1	0,9	0,5
O 103	Mittel-Flint	620/362	28	9,6	4,1	—	—	—
O 102	Schwer-Flint . . .	649/338	41	28	6,9	—	0,9	0,5

§ 18. Sehr vollständige Zusammenstellungen über die Gesamtabsorption der Gläser im Sichtbaren finden sich außerdem bei G. und H. Krüß[53]), sowie in Kaysers Handb. d. Spektroskopie III.

Es seien noch die Durchlässigkeitsfaktoren K für weißes Licht angegeben, welche an zwei Schmelzen der Sendlinger optischen Glaswerke ermittelt worden sind: Kron 516/640 $K = 0{,}892$, Schwer-Flint 649/338 $K = 0{,}882$.

Die oft nicht unerhebliche Färbung im sichtbaren Teil des Spektrums auch an optischen Gläsern beruht bei einigen (vor allen den Flint-Gläsern) auf der Annäherung des ultravioletten Absorptionsstreifens, dessen Anfänge sich schon im Sichtbaren bemerkbar machen. Bei den anderen beruht es auf der verschiedenen spezifischen Farbenwirkung der Verunreinigung, welche durch gewisse Bestandteile oder Verbindungen gefördert wird. So z. B. bewirkt Eisen in Gegenwart der an sich farblosen Oxyde Tonerde, Titandioxyd u. a. besonders merkliche Färbung. Eine Verschiebung und Intensivierung der Absorptionsstreifen von färbenden Oxyden nach dem Sichtbaren hin bewirkt auch die Borsäure.

Absorption der Farbgläser.

§ 19. Damit gelangen wir schon zur Besprechung der Wirkungsweise derjenigen Oxyde, welche im Glase auch im sichtbaren Gebiet schon bei geringen Zusätzen sich durch hohe Absorptionskoeffizienten auszeichnen. Bei vielen ist die Konzentration so gering, daß man annehmen muß, daß sie das Reflexionsvermögen und die Brechung selbst nicht wesentlich beeinflussen. Wir haben daher die Absorption dieser Art getrennt behandelt von der Absorption, die für den Verlauf der Dispersionskurve von ausschlaggebender Bedeutung ist. Allerdings ist der Einfluß der Einführung dieser „färbenden“ Oxyde auf den Gang der Dispersion quantitativ noch wenig untersucht und es ist sogar zu erwarten, daß Stoffe von geringerer spezifischer Wirkung, die also in großer Konzentration eingeführt werden können, ohne die Durchlässigkeit letzterer sehr zu beeinträchtigen, den Gang der Dispersion merklich beeinflussen können.

Die Konzentration dieser Art absorbierender Substanzen ist im Verhältnis zu dem Grundglase meist gering, in der Größenordnung von einigen Gewichtsprozenten und darunter. Man kann zwei prinzipiell verschiedene Arten der Absorption hierbei unterscheiden:

1. Substanzen, meist Schwermetalloxyde, deren Ionen ein charakte-

ristisches Absorptionsgebiet zukommt, welches von dem Grundglase und der Oxydationsstufe mehr oder weniger abhängt.

2. Kolloidal gelöste Stoffe, als Metalle, Sulfide usw. ausgeschieden.

§ 20. **Absorption der Metalle.** Zur ersten Gruppe gehören vor allem die Oxyde des Eisens, Nickels, Kobalts, Kupfers, Mangans, Chroms, Urans, sowie Cer, Vanadin und die seltenen Erden. Mit dieser Art färbender Körper haben sich die Arbeiten von Eder und Valenta[46], Zsigmondy[54]) und Crookes[55]) beschäftigt.

Zsigmondy hat systematisch an einer Reihe von Grundgläsern die Wirkung der Absorption der nachgenannten Oxyde mittels eines Glanschen Spektrophotometers quantitativ ausphotometriert. Seine Grundgläser waren:

Tabelle VIII.

Nr.	Zusammensetzung der Glastypen							
	in Äquivalenten	in Prozenten						
		SiO_2	Na_2O	K_2O	CaO	ZnO	PbO	B_2O_3
1	Na_2O, 3 SiO_2 . . .	74,5	25,4	—	—	—	—	—
2	K_2O, 3 SiO_2 . . .	65,7	—	34,3	—	—	—	—
3	Na_2O, CaO, 5 SiO_2 .	71,8	14,8	—	13,4	—	—	—
4	K_2O, CaO, 5 SiO_2 .	66,7	—	20,9	12,4	—	—	—
5	Na_2O, PbO, 5 SiO_2 .	51,4	10,6	—	—	—	38,0	—
6	K_2O, PbO, 5 SiO_2 .	48,7	—	15,2	—	—	36,0	—
7	Na_2O, ZnO, 5 SiO_2 .	67,6	13,9	—	—	18,5	—	—
9	$Na_2B_4O_7$	—	30,7	—	—	—	—	69,3
11	B_2O_3	—	—	—	—	—	—	100
12	Borosilikatglas . . .	—	—	—	—	—	—	—
14	Barytborosilikatglas .	—	—	—	—	—	—	—
15	Bleisilikat	20	—	—	—	—	80	—

Zu je 100 g Glassubtanz setzte er folgende Mengen von Oxyden zu:

Chrom . . .	1 g,	Mangan . . .	1,0 g,
Kupfer . . .	2 g,	Eisen . . .	2,0 g,
Kobalt . . .	0,1 g,	Uran	2,0 g.
Nickel . . .	0,25 g,		

Die Resultate gibt er in Absorptionskurven wieder, von denen wir einige in Fig. 6 bis 8 bringen. (Über die von Zsigmondy aufgetragenen Größen siehe dortselbst. Die Ordinate mißt die Absorption.)

Am einfachsten verhalten sich Kobalt, Nickel und Kupfer, die sich leicht als Oxyd einführen lassen. Kobalt zeigt in allen Gläsern einen doppelten starken Absorptionsstreifen bei 640 $\mu\mu$ und bei 590 $\mu\mu$. Die

Gläser sind bekanntlich meist auch im äußersten Rot durchlässig, welche Eigenschaft man im Labaratorium zum Abfiltern der gelben *Na*-Linie von der roten *K*-Linie benutzt. Das Zink-Glas Nr. 7 absorbiert auch das Rot erheblich. Da Kobalt ziemlich weit im Ultravioletten durchlässig ist, so bildet es auch den Hauptzusatz zum „schwarzen“ Uviolfilter, das vorwiegend nur gewisse ultraviolette Strahlen passieren läßt.

Die Kupfergläser haben ein ausgesprochenes Absorptionsminimum bei 470 $\mu\mu$ und sind demzufolge blaugrün gefärbt, auf ihren Farbton

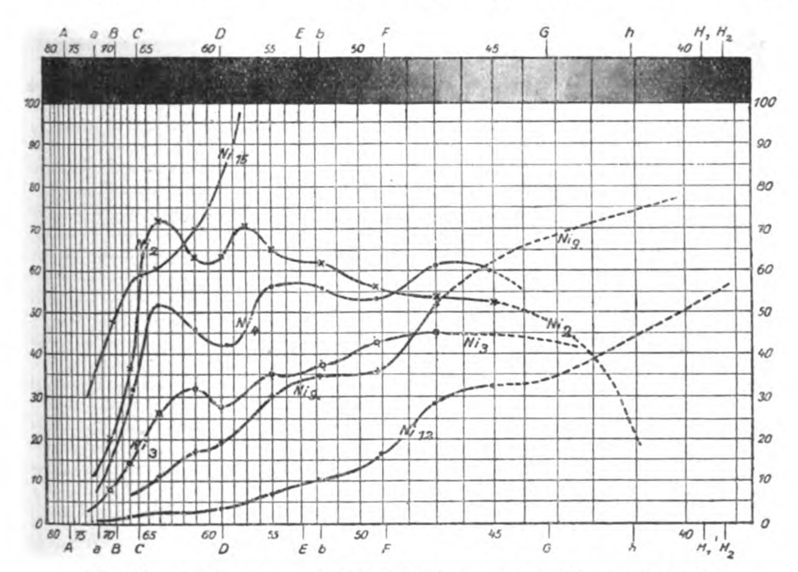


Fig. 6. Absorption von Nickelgläsern (nach Zsigmondy).

ist nicht nur das Grundglas, sondern auch die Konzentration von erheblichem Einfluß.

Nickel (Fig. 6) absorbiert stark über das ganze sichtbare Spektrum und bestimmt deshalb den Grundbestandteil der Grau-Gläser. Gerade bei diesen Oxyden findet sich ein hervorragender Einfluß des Grundglases. Natron-Gläser sind rotbraun bis rot. Kali-Gläser violett, die gelben bis braunen Borat-Gläser Nr. 9 und 12 zeigen einen kontinuierlichen Anstieg der Absorption von Rot bis Violett. Nickel-Gläser ändern ihren Farbton auch stark mit der Schichtdicke, welche Eigenschaft man als ein fast sicheres Reagens für die Gegenwart von Nickel gebrauchen kann (Dichroismus).

Chrom (Fig. 7) liefert gelbgrüne bis grüne Gläser. Es hat eine ausgesprochene starke Absorption im Blauen bis Ultravioletten, weshalb es neuerdings als Zusatz zu Schutzbrillen verwendet wird (Hallauer- und Euphos-Gläser); im Roten variiert seine Absorption. Chrom läßt sich schwer in größeren Mengen lösen, auch sein oxydischer Zustand ist nicht sicher festgestellt.

Noch schwerer sind gewisse Oxydationsstufen bei Mangan einzuhalten, worauf auch die häufigen Mißerfolge bei diesem als Entfärbungssubstanz gebräuchlichen Oxyde zurückzuführen sind. Meist

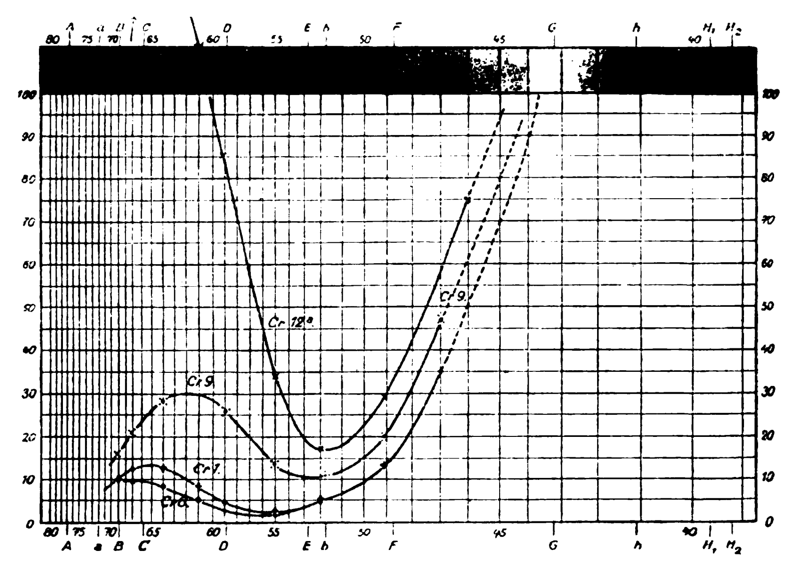


Fig. 7. Absorption von Chromgläsern (nach Zsigmondy).

geht der größte Teil des Mangansuperoxyds in das nur teilweise oder gar nicht färbende Oxydul über. Es absorbiert vorwiegend im Sichtbaren und ruft eine rötlich bräunliche Färbung hervor.

Das Mangan wirkt als Entfärbungsmittel komplementär zu den grünlichen Farbtönen der Eisenoxyde. Das Eisen färbt in seinen beiden Oxydationsstufen verschieden: als Oxyd mehr gelblich und schwach, als Oxydul stärker mit blaugrüner Farbe. Es hat erhebliche ultraviolette Absorption. Am bedeutungsvollsten ist aber seine starke Absorption für Wärmestrahlen (Crookes l. c.), und zwar in der Oxydulform, die analog seiner Wirkung in wäßrigen Lösungen ist. Seine sich über das ganze Sichtbare erstreckende Absorption ist, wie schon erwähnt, der Hauptgrund für die Absorption der optischen Gläser im Sichtbaren.

Uran bewirkt gelbe bis grüngelbe Färbung der Gläser. Seine starke blauviolette und besonders ultraviolette Absorption ist mit einer hervorragenden Fluoreszenz verknüpft.

Zsigmondy gibt auch auf einem Schaubild die Absorptionskurven für gleiche Konzentration der färbenden Oxyde wieder (Fig. 8), welches die spezifische „Färbekraft" gut veranschaulicht. Obenan stehen demnach Kobalt und Nickel, es folgen Chrom und Mangan, Uran, Kupfer und Eisen.

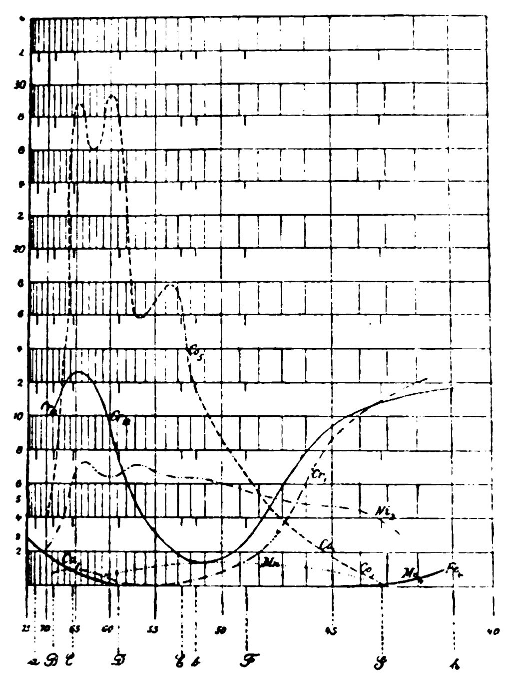


Fig. 8. Relative Absorption verschiedener Oxyde bei gleicher Konzentration nach (Zsigmondy).

§ 21. Absorption der seltenen Erden usw. In neuerer Zeit hat die Eigenschaft von Cer, Vanadin und der seltenen Erden in Gläsern das Ultraviolette mehr oder weniger hart bis an das Sichtbare heran stark abzufiltern, für Schutzgläser in Brillen an Bedeutung gewonnen. Teils werden diese Oxyde rein, teils gemischt verwandt (Sanoskop-, Crookes-, Sinuval-, Vitrex- und Uvon-Glas). Das Cer absorbiert außerdem die Wärmestrahlen nicht unerheblich, während es im Sichtbaren eine kaum merkliche gelbliche Färbung hervorruft.

Vanadin dagegen zeigt auch im Sichtbaren starke Absorption, die grünliche und bräunliche Färbungen je nach dem Grundglase ergibt. Zusammen mit anderen Oxyden vermag es auch gelbe und orange Töne hervorzurufen. Am interessantesten sind aber die Didym-Gläser, die, zwar schon lange bekannt, erst in neuester Zeit von Weidert[56]) eingehend studiert worden sind. Didymglas zeigt die Bandenabsorption des Praseodyms, Neodyms und Samariums. Sowohl die Intensität der Banden wie die Lage und Breite (Schärfe) ihrer Streifen variiert erheblich mit dem Grundglas. Die Absorptionsbänder werden im allgemeinen der wäßrigen Lösung gegenüber breiter und verwaschener. Daß in einer Gruppe die einzelnen Absorptionsstreifen dabei deutlicher voneinander getrennt erscheinen, kann daran liegen, daß zwar sowohl die Gruppe wie die Einzelbänder verbreitert werden, aber durch das Auseinanderziehen die Absorptionsminima deutlicher in Erscheinung treten. Offenbar ist auch eine Verschiebung des Verhältnisses der Absorptionsstärke der Einzelstreifen und Bänder gegeneinander mit der Einführung in das Glas und bei den verschiedenen Gläsern untereinander damit verknüpft, doch muß dies erst noch durch quantitative Messungen genauer festgestellt werden. Besonders die Neodymbande zeigt diese Erscheinung sehr deutlich. Die größte Schärfe der Absorptionsbanden wiesen die reinen Bleigläser bei nicht zu hohem PbO-Gehalt auf, insbesondere, wenn sie als Alkali nur Kalium enthalten. Die Einführung der Borsäure wirkt auf die Streifen verwaschend, auch Kalk scheint in dieser Richtung seinen Einfluß geltend zu machen. Kali und Natron unterscheiden sich auch hier wieder, indem Natron die Unschärfe der Banden stärker begünstigt (es scheint dieses ein Analogon zu dem Befund bei Farb-Gläsern zu sein, daß Natron die Farbe intensiviert). Die Verschiebung der einzelnen Gruppen ist verschieden stark, bei manchen 4 $\mu\mu$, bei anderen kaum merklich. Im allgemeinen ist die Verschiebung nach dem Rot hin gerichtet. Weidert vermutet, daß alle diese Erscheinungen geeignet sind, sozusagen als Indikator in manche Konstitutionsfrage des Glases Licht zu bringen.

§ 22. **Absorption kolloidal gelöster Substanzen.** Die Färbungen der eben besprochenen Art sind temperaturabhängig nur insofern, als die Breite des Absorptionsgebietes auch hier vom Energieinhalt der Moleküle beeinflußt wird. Für die kolloidal ausgeschiedenen Farbsubstanzen dagegen ist der Temperatureinfluß von anderer, grundlegender Bedeutung. Bei ihnen werden die Farbteilchen bei gewissen Temperaturen an Kristallisationszentren ausgeschieden und die Stabilität der Färbung wird nur durch nachfolgende Unterkühlung der zähen

Lösung bis zum quasifesten Zustand gewährleistet. Diesen Vorgang nennt man in der Glastechnik „Anlaufen“, die Färbungen, welche zu den intensivsten und reinfarbigsten gehören, „Anlauffarben“. Die molekulardispers gelösten Teilchen wachsen dabei aus reduzierten Keimzentren zu ultramikroskopischer Größe und gegebenenfalls — bei noch gesteigerter Temperatur — auch darüber hinaus bis zur sichtbaren optischen Trübung an.

In dieser Weise lassen sich vor allem Gold, Silber, Kupfer und Selen im metallischen Zustande und gewisse Sulfide und Telluride im Glase lösen. Das Gold liefert hierbei den Goldrubin. Die zu seiner Färbung nötige Konzentration ist äußerst gering, etwa 0,01 Proz. Gold. Die Teilchengröße der dabei ausgeschiedenen Goldkristalle beträgt etwa zwei bis einige Hundertstel $\mu\mu$. Die Färbungen sind im Glase ähnlich wie bei den Goldhydrosolen. Am ausführlichsten sind die Goldrubingläser von Siedentopf[57]) und Zsigmondy[58]) untersucht. Er findet die Farbe, welche außer rubinrot und purpurn, blaustichig und bräunlich auftreten kann, nicht in einfacher Weise von der Teilchengröße abhängig. Bei der rubinroten Varietät liegt das Absorptionsmaximum etwa bei 540 $\mu\mu$, eine zweite Stelle von merklicher Durchlässigkeit findet sich im Blau. Der Farbton und die Farbtiefe ist nicht nur von der Zeit und Temperatur abhängig, bei der man das Wachstum der spontan vorgebildeten Keime stattfinden läßt, sondern vor allem auch von der Zusammensetzung des Glases, der Gegenwart und der Konzentration von Reduktionsmitteln, von (zufälligen) Verunreinigungen usw. So kann z. B. ein zu hoher Bleigehalt gelbe und braune Färbungen hervorrufen, während Blei in geringerer Konzentration dem Entstehen eines schönen Rubins günstig ist. Mie[59]) glaubt, daß die verschiedenen Farben der Goldlösungen verschiedenen Formen der Teilchen angehören: die roten seien oktaeder-, die blauen stäbchenförmig. Der Ansicht Zsigmondys, daß das Gold von vornherein als metallisch gelöst anzusehen ist, widerspricht Garnet[60]), welcher beim farblosen Zustand das Bestehen eines Goldsilikates annimmt.

Silber in analoger Weise gelöst ergibt gelbe, Kupfer tiefrote Töne. Der Kupferrubin ist weniger blaudurchlässig als das Goldrubinglas (vgl. besonders Ebell[61])).

Selen erteilt dem Glase bräunliche und vor allem die meist gewünschte rosenrote bis rote Farbe. Treadwell[62]) vermutet als erster, daß das elementare kolloidale Selen das Pigment der roten Selengläser sei. Der Beweis hierfür gelang erst Kraze[63]) und vor allem Fenaroli[64]). Nach letzterem beträgt die Teilchengröße 40 $\mu\mu$ und darunter.

Die bessere Geeignetheit von Kaligläsern gegenüber von Natrongläsern als Grundglas sieht er in der größeren Viskosität begründet, die Kali verursacht, denn dann kann sich das elementare Selen leichter in der hochdispersen, allein rot färbenden Verteilung ausscheiden. Auch hier fällt die große Farbanalogie mit den Selenhydrosolen auf. Auch Fränkel[65]) bestätigt die Intensivierung der roten kolloidalen Selenfarbe durch die Gegenwart von Kali, findet aber außerdem eine Beeinflussung der Färbung durch den Kieselsäuregehalt (schutzkolloidale Wirkung?). Nur ein geringer Teil des in das Glas eingeführten Selens — etwa 0,06 Proz. SeO_2 — wird kolloidal gelöst, der Hauptteil bildet Selenide und andere Selenverbindungen. Ebenso ist es beim Tellur, das nach Fenaroli[64]) nur bei gleichzeitiger Reduktion gefärbte Gläser gibt, welche teilweise kolloidale Lösungen von elementarem Tellur, teilweise von Polytelluriden darstellen. Erstere entsprechen in ihrem optischen Verhalten den Tellurhydrosolen und sind braun und blau gefärbt, letztere dem der (roten) wäßrigen Polytellurlösungen. Ihr Absorptionsspektrum zeigt ein charakteristisches Maximum zwischen 480 $\mu\mu$ und 490 $\mu\mu$.

§ 23. Unter die hier behandelte Gruppe von färbenden Bestandteilen gehören auch mit größter Wahrscheinlichkeit die zahlreichen Metallsulfide, welche im Glasflusse sich auflösen lassen, ohne eine Verbindung mit den Glasmolekülen einzugehen. Freier Schwefel wird vom Glase nicht gelöst. Erst, wenn im Glasflusse die Möglichkeit einer Vereinigung mit Alkali oder einer anderen Base gegeben ist, werden die typischen grauschwarzen bis intensiv gelben Färbungen hervorgerufen. Von Grieshammer[66]) ist die Löslichkeit von Alkali-, Eisen-, Mangan-, Zink-, Kadmium- und Bleisulfid eingehend untersucht worden. Am meisten gebraucht werden die rein gelben Farben des Kadmiumsulfides, die infolge ihrer vollkommenen Absorption des violetten und blauen Lichtes vor allem als photographische Gelbfilter Verwendung finden. Je nach der Intensität ihrer Anlauffarbe schneiden sie das Licht zwischen 500 $\mu\mu$ und 400 $\mu\mu$ in ziemlich steil ansteigender Absorption ab. Bleisulfid färbt schwarz, Schwefeleisen und Mangansulfid grüngelb bis schwarz und Alkalisulfid meist bräunlichgelb („feingelb"). Die Löslichkeit auch verschiedener anderer Sulfide hat ferner Zsigmondy[67]) studiert.

An dieser Stelle sei auch noch einer anderen Art von Anlauffarben (Lüster-, Glasurfarben) Erwähnung getan, welche durch reduzierende Einflüsse auf der Oberfläche des Glases hervorgerufen werden können, mit Hilfe von Silber-Kupfersalzen u. a. Auch hier findet ein an-

scheinend kolloidaler Niederschlag auf der Glasoberfläche statt, welcher das Licht metallisch reflektiert, dabei aber noch sehr durchsichtig bleibt.

§ 24. Die Absorptionsstreifen in den Farbgläsern sind meist ziemlich verwaschen, so daß es schwer ist (auch kombiniert) Gläser mit guter Durchlässigkeit für nur ein bestimmtes Spektralgebiet herzustellen. Insbesondere ist dies bisher für die empfindlichen Zwecke der additiven und subtraktiven Farbenphotographie noch nicht gelungen.

Ziemlich reines Rot liefert dunkler Kupferrubin, vorzugsweise rotgelbgrüne Durchlässigkeit das Schwefelkadmiumglas. Einen schmalen Durchlässigkeitsstreifen im äußersten Rot erhält man durch Kombination eines von diesen mit gewissen Kobaltgläsern. Helles Rot ohne jede Blau-Durchlässigkeit erzielt man durch Vereinigung von Selenrubin mit Schwefelkadmium. Gelbgrüne Töne ohne stärkere Gesamtabsorption sind besonders schwierig zu erhalten — Mischungen aus Chrom, Uran, Kupfer und Eisen dienen dazu. Grau im spektralen Sinne gelingt ebensowenig — die vorherrschenden Bestandteile dabei sind Mangan, Eisen und Kupfer oder Uran, Nickel und Kobalt. Ein erheblicher Teil der praktisch nötigen Filtergläser wird vom Jenaer Glaswerk hergestellt und man findet diese Gläser nach ihren Absorptionsspektren bei Zsigmondy[68]) und Grebe[69]) beschrieben.

§ 25. Temperatureinfluß auf die Absorption. Die von uns in den Abschnitten 19—24 behandelten selektiven Absorptionen von färbenden im Glase gelösten Substanzen unterscheiden sich auch in dem Verhalten ihrer Absorption bei Temperatursteigerung im Gebiet des quasi-festen Zustandes. Bei Temperaturen, bei denen das Glas anfängt merklich viskos zu werden, zeigen, wie erwähnt, die kolloidal ausgeschiedenen färbenden Substanzen gewisse irreversible Veränderungen. Hier handelt es sich dagegen um reversible Temperatureinflüsse. Diese sind in einer Arbeit von Königsberger[70]) beschrieben, der die Veränderung des durchgegangenen sichtbaren Lichtes von 10 bis 360^0 nach einer spektralphotometrischen Methode verfolgte. Seine Messungen an Flint-Gläsern sind im Abschnitt 44 wiedergegeben. Bei einem durch geringe Mengen Silber gelb gefärbten Kron-Glase von $n_D = 1{,}5225$ nahm die Absorption mit steigender Temperatur zu und zwar am stärksten da, wo die Absorption am größten war. Überhaupt zeigen Körper mit selektiven Absorptionen im Ultravioletten (rot, braun, gelb) eine Zunahme und Ausbreitung der Absorption mit steigender Temperatur. Dagegen nahm bei blauen und grünen Gläsern die Absorption mit steigender Temperatur ab (gemeint ist wohl nur das Absorptionsgebiet auf seiten der Wärmestrahlen).

Hieraus leitet Königsberger die auch für die Farbengläser geltende Regel ab: In festen selektiv absorbierenden Körpern bewirkt steigende Temperatur eine Verschiebung der Absorptionskurven nach größeren Wellenlängen und in einzelnen Fällen gleichzeitig eine geringe Ausdehnung des Absorptionsgebietes. Die Größe der maximalen Absorption ändert sich anscheinend nicht. Grundverschieden verhalten sich die scharfen Absorptionsstreifen des Didymglases, bei dem eine Verschiebung der Absorption zwischen 10 bis 500° nicht festgestellt werden konnte.

Da die Konzentration der färbenden Substanzen im Glase meist sehr gering ist, so ist eine Beeinflussung der Brechung und Dispersion nur in geringem Maße zu erwarten, weshalb Winkelmann[71]) auch die Feststellung einer anomalen Dispersion an gewöhnlichen Didymgläsern mißlang. Als er aber Gläser mit besonders gesteigerter Konzentration von Didym, Uran und Kobalt nach einer auf Abbes Vorschlag verfeinerten gekreuzten Prismenmethode untersuchte — wobei nach Soret die normale Dispersion durch ein identisches Prisma aus dem ungefärbten Grundglase aufgehoben wurde — konnte er die Brechungsanomalien feststellen, wie schon früher Kundt an Kobaltglas. Uranglas zeigte z. B. im Rot, zwischen Gelb und Grün und im beginnenden Blau anomale Dispersion. Dagegen konnte eine erhöhte Reflexion in den Absorptionsgebieten nicht meßbar festgestellt werden.

§ 26. Augenschutz durch Farbgläser. In neuerer Zeit haben die selektiv absorbierenden Gläser eine zunehmende Verwendung für den Augenschutz gegen schädliche Strahlen gefunden. Man hat zu unterscheiden: Schutz gegen Wärmestrahlen, gegen ultraviolette Strahlen und gegen allgemeine Überstrahlung (Blendung). Ob alle Strahlenarten nur schädlich sind, wenn sie in einer die normalen Intensitäten übersteigenden Dosis auf das Auge einwirken, oder ob einzelne Strahlenarten, z. B. die ultravioletten an sich in jeder Quantität schädigend wirken, darüber ist heute noch kein allgemein anerkanntes Urteil zustande gekommen. Jedenfalls steht fest, daß auch an sich geringe Intensitäten bei Dauerwirkung schädigend wirken können und daß die individuelle Disposition dabei eine steigernde Wirkung haben kann. Für Wärmestrahlungsschutz empfiehlt Crookes[55]) Cer-Gläser, oder wenn die Färbung im Sichtbaren keine Rolle spielt, eisenoxydulhaltige. Nach Greeff[72]) erreichen die ultravioletten Wellenlängen 400 bis 375 $\mu\mu$ die Netzhaut unter Fluoreszenz der Augenlinse und der Netzhaut. Zu ihrer Abschirmung sind also mindestens schwach gelblich

gefärbte Gläser nötig. Den besten Schutz bis zu diesen Wellenlängen mit geringster Absorption im Sichtbaren liefern gewisse Vanadingläser, die natürlich auch das übrige kurzwelligere Licht absorbieren. Der zweite Wellenlängenbereich von 375—320 $\mu\mu$ wird vornehmlich von der Linse des Auges absorbiert. Seiner Dauerwirkung im Laufe der Lebensjahre schreibt Schanz[73]) die Verhärtung der Linse im Alter und dem Altersstar zu. Jedenfalls ist das Auge vor diesem Bereich besonders zu schützen, wobei zu beachten ist, daß die gewöhnlichen Brillengläser erst von 320 $\mu\mu$ abwärts absorbieren und daher in diesem wichtigen Bereich nicht schützen. Hierfür eignen sich u. a. die oben (§ 21) erwähnten schwach gefärbten Cer-Gläser. Auch stellen die Sendl. Opt. Glaswerke ein spezielles von 378 $\mu\mu$ abwärts absorbierendes Brillenschutzglas mit unmerklicher Färbung im Sichtbaren her (Sinuval-Glas). Die Wellenlängen von 320 $\mu\mu$ abwärts gehen nicht mehr durch die Hornhaut hindurch. Diese Strahlen werden auch von fast allen Gläsern absorbiert. Andere Gläser, wie die gelbgrünen Euphos, Hallauer und Enixanthos, absorbieren zwar auch das Ultraviolette, sind aber wegen ihrer starken Färbung im Sichtbaren schon den Dämpfungsgläsern zuzuordnen. Als solche bevorzugen aber Birch-Hirschfeld[74]) und andere die rauchgrauen Nuancen, doch kommen auch kombinierte Anwendungen vor, so z. B. bei dem Schutz des Fliegerauges (Literatur s. bei Greeff l. c.).

Auch die gesteigerte ultraviolette Durchlässigkeit von Gläsern hat physiologische Bedeutung gewonnen. Nach den Untersuchungen von Hausser und Vahle[75]) beginnt die Wirksamkeit der Strahlen zur Bildung eines sogenannten Lichterythems erst unterhalb von etwa 320 $\mu\mu$, steigt von da außerordentlich rasch zu einem hohen Maximum bei 300 $\mu\mu$ an, um nach dem kurzwelligen Ende ziemlich schnell abzufallen. Als Glas für Lampen für derartige Bestrahlungszwecke kommt also nur ein Kron mit gesteigerter ultravioletter Durchlässigkeit in Frage, da die anderen Gläser mindestens gerade von 320 $\mu\mu$ an undurchlässig werden.

Wirkung der absorbierten Energie.

§ 27. Photo-Luminiszenz. Die verschiedenartigen bei Gläsern auftretenden Luminiszenzerscheinungen sind bis heute nicht in wünschenswerter systematischer Weise untersucht. Vielmehr sind die Beobachtungen an Gläsern fast ausnahmslos an zufällig vorhandenen Stücken ohne genauere Angaben der Zusammensetzung und eventl. Bei-

mengungen nebenher gemacht worden. Die ganzen nachgenannten Beobachtungen sind daher mit einer gewissen Reserve aufzunehmen und bedürfen der Nachprüfung und systematischen Ergänzung. Die durch Licht irgendwelcher Wellenlängen erregte Photo-Luminiszenz — Fluoreszenz und Phosphoreszenz — unterscheidet man heute nicht mehr grundsätzlich. Quantitativ ist vielleicht eine Grenze etwa bei einer Dauer des Nachleuchtens von ca. 10^{-8} sec zu ziehen, welche Grenze insofern eine grundsätzliche Bedeutung haben kann, als zeitliche kürzere Vorgänge der Größenordnung nach der Schnelligkeit intraatomar sich abspielender Vorgänge entspricht. Beim Glase speziell ist Fluoreszenz und Phosphoreszenz kaum abzugrenzen.

§ 28. Fluoreszenz, erregt durch sichtbares und ultraviolettes Licht, tritt bei vielen Gläsern auf und ist seit Brewster, Stokes und Becquerel häufig beobachtet und beschrieben worden. Hartley gibt verschiedene Glassorten mit blauer, blauvioletter und hellblauer Fluoreszenz an. Demzufolge scheinen es bleihaltige Gläser gewesen zu sein, weil sich Blei meist durch eine kräftige blaue Fluoreszenz bemerkbar macht. Lommel[76]) beschreibt die Fluoreszenz von Didym-Glas, das 4 Maxima bei 650—610, 555—500, 485—470, 455—430 $\mu\mu$ aufweist. Das grüne Fluoreszenzlicht soll vom Grundglase, das rein rote vom Didymsilikat herrühren, dessen Erregungsmaximum in der Nähe der D-Linie liegt. Die Fluoreszenz hat meßbare Dauer, und zwar klingt die rote schneller ab als die grüne. Nach den Versuchen von Spring[77]) sollen nur Gläser, welche zwei verschiedene Metallverbindungen gleichzeitig enthalten, Fluoreszenz zeigen, z. B. wiesen reine Mangan- oder reine Eisengläser keine Fluoreszenz auf, wohl aber Mangan-Eisen-Gläser. Die am stärksten fluoreszierenden und am meisten untersuchten sind die mit Uran gefärbten Gläser. Es werden von verschiedenen Autoren 5—6 Fluoreszenzmaxima angegeben im Bereich von 610—493 $\mu\mu$, das erregende Maximum liegt etwa bei 495 $\mu\mu$. Nichols und Meritt[78]) geben für eine besondere Art von Uran-Glas die Intensitätskurve des Fluoreszenzspektrums wieder; das Maximum des einzelnen Bandes liegt bei 524 $\mu\mu$, die größte erregende Wellenlänge bei 539 $\mu\mu$; bei Erregung mit kurzen Wellenlängen ändert das Fluoreszenzlicht seine Zusammensetzung nicht. Geiger[79]) untersuchte die Abhängigkeit der Fluoreszenz vom Uran-Glas von der Temperatur photometrisch. In der folgenden Tabelle sind die Werte für das Verhältnis der Intensität des Vergleichslichtes zur Intensität des Fluoreszenzlichtes gegeben, bei den verschiedenen Temperaturen T:

Tabelle IX.

	529	516	502	493 $\mu\mu$
$T = 20^0$	0,681	0,800	0,701	0,674
$T = 50^0$	0,663	0,767	0,676	0,665
$T = 75^0$	0,645	0,729	0,651	0,626
$T = 100^0$	0,604	0,676	0,597	0,565
$T = 125^0$	0,581	0,634	0,562	0,533
$T = 150^0$	0,567	0,604	0,544	0,512

Man erkennt das Maximum in der Gegend von 516 $\mu\mu$. Dies blieb mit der steigenden Temperatur erhalten, während die Intensität stark abnahm.

Auch die Fluoreszenz-Absorption (Absorptionsfähigkeit des emittierenden Zentrums) wurde bei Uran-Glas geprüft. Burke[80]) glaubt aus seinen Beobachtungen auf eine solche schließen zu können. Wood dagegen wies nach, daß die Fluoreszenz-Absorption, wenn vorhanden, jedenfalls kleiner als 1 Proz. sein muß. Unveröffentlichte Versuche des Verf. mit einer empfindlichen Kompensationsmethode und mechanischer Photometrie drückte diese Grenze unter $^1/_{10}$ Promille herab. Nach den Anschauungen der neueren Atomistik ist Fluoreszenz-Absorption auch theoretisch nicht zu erwarten.

Schließlich hat man auch versucht, den Einfluß des Druckes festzustellen, der bei dem Glas bekanntlich Doppelbrechung hervorbringt; aber eine Polarisation des Fluoreszenzlichtes tritt dabei nicht auf[81]). Diese kann allenfalls vorgetäuscht werden durch Polarisation des austretenden teilweise reflektierten Lichtes (besonders bei großer Öffnung des Beobachtungswinkels) oder auch durch optische Trübung.

§ 29. Diese letztere ruft Opaleszenz hervor und findet sich zuweilen auch bei fluoreszierenden Gläsern. Meist liegt dann ein Anfangszustand von Entglasung (s. u.) vor, die bei zahlreichen Keimen mit geringer Kristallisationsgeschwindigkeit durch weitere Abkühlung und damit verbundene Erhöhung der Viskosität so rechtzeitig unterbrochen wurde, daß die Kristalle die nötige Kleinheit behielten. Man kann in diesem Falle den Tyndall-Kegel mit seinem teilweise polarisierten Licht oft sehr schön beobachten. Bei manchen kieselsäurereichen Gläsern sind es häufig Tridymit-Kristalle, die sich so kolloidal ausscheiden, bei anderen Gläsern beobachtet man Opaleszenz von kolloidal gelösten Teilchen, die sich durch entsprechende Wärmebehandlung hinreichend vergröbern konnten (z. B. das „Lebrigwerden" der Rubingläser und bei Gelbfiltern.)

§ 30. Phosphoreszenz. Da (Photo-)Phosphoreszenz bei Flüssigkeiten nicht beobachtet wurde, so würde Glas eine Ausnahme bilden, wenn man es noch als physikalische Flüssigkeit betrachten dürfte. Kayser sieht Glas daher in dieser Richtung als feste Lösung an. Da Fluoreszenz vielfach durch Anwendung von hoch viskosen Lösungsmitteln in Phosphoreszenz übergeführt werden kann, so ist das Auftreten der an den meisten Gläsern beobachteten Phosphoreszenz auch nicht weiter erstaunlich. In systematischer Weise wurde die Phosphoreszenz an 56 optischen Gläsern nach einer Methode von Straubel, bei der eine erregende ultraviolette Funkstrecke synchron mit einer rotierenden Sektorenblende betrieben wurde derart, daß nur das Phosphoreszenzlicht in den Spektralapparat gelangen konnte, von Saegmüller[82]) beschrieben. Die Untersuchung ergab weder einen einfachen Zusammenhang der Phosphoreszenz mit den optischen Konstanten der Gläser, noch mit deren Zusammensetzung. Lediglich die Gruppe der schweren (bleihaltigen) Flint-Gläser zeichnete sich durch Fehlen der Phosphoreszenz aus. Bei den meisten anderen Gläsern war die Phosphoreszenz gelbgrün, zuweilen stark und lange andauernd. Die Frage steht offen, ob nicht gewisse Verunreinigungen die eigentlichen Träger der Phosphoreszenz sind.

Dem schiene aber gerade das Verhalten der Schwer-Flinte zu widersprechen, denn es bestünde keine Veranlassung anzunehmen, daß gerade bei diesen Gläsern die überall vorhandenen Verunreinigungen gefehlt haben sollen. Das Fehlen von Phosphoreszenz bei bleihaltigen Gläsern heißt aber wohl nur, daß die bei ihnen beobachtete Fluoreszenz eine kurze Nachleuchtdauer hat.

§ 31. Bei Glas ist ferner sowohl Thermo- wie Tribo-Luminiszenz beobachtet worden[83]); doch sind die meisten dieser Beobachtungen nicht sehr zuverlässig. Eingehender wurde die Kathodo-Luminiszenz untersucht. (Photo-)Luminiszenz kann nicht nur durch Licht einschließlich des kurzwelligsten, der Röntgenstrahlen, erregt werden, sondern auch durch Absorption von Korpuskularstrahlung, d. h. von Kathoden- und Kanalstrahlen bzw. von radioaktiven Strahlen. Ob Röntgenstrahlen primär erregen oder durch sekundär ausgelöste Elektronenstrahlen, ist mit Sicherheit wohl kaum zu entscheiden. Die Beobachtung an den modernen Röntgenröhren mit ihrer hohen Intensität harter Strahlen lassen aber darauf schließen, daß die Röntgenstrahlen selbst die sichtbare Luminiszenz nicht erregen (die Fluoreszenz im Gebiet des Röntgenspektrums selbst gehört nicht in den Kreis unserer Betrachtungen). In Einzelfällen wie bei Uran-Glas (gerade wie bei den

Substanzen der „Fluoreszenz-Schirme“) sieht es aus, als ob die Röntgenstrahlen direkt erregend wirken.

Im allgemeinen kann man wohl den von Lenard[84]) und Rüchard geteilten Anschauungen auch beim Glase folgen, nach denen die Art der Erregungsweise prinzipiell keinen Einfluß zu haben scheint. Lenard zeigte, daß gewisse Phosphore im spektralen Sinne die gleiche Phosphoreszenz ergaben (nicht allerdings der Leuchtdauer nach) bei Erregung durch Kathodenstrahlen und mit Licht. Nach Rüchard ist die Erregung durch Kanalstrahlen identisch mit der durch Licht bei hohen Temperaturen. Die Kathodenstrahlen scheinen nun alle Erregungserscheinungen hervorbringen zu können, während Licht je nach seiner Wellenlänge nur einen Teil dieser Erscheinungen in selektiver Weise hervorzurufen vermag (über diese neueren Anschauungen unterrichtet die zusammenfassende Arbeit von P. Pringsheim[85])).

§ 32. Luminiszenz und Verfärbung. Die Absorption so intensiver korpuskularer Bewegungs- und strahlender Energie im Glase ist auch von gewissen chemischen Umwandlungen gefolgt, die sich durch Verfärbung bemerkbar machen, aber in keinem direkten Zusammenhang mit der Luminiszenz stehen. Diese Verfärbung geht durch Temperaturerhöhung wieder vollständig zurück, meist unter Thermo-Luminiszenz. Diese Luminiszenzerscheinungen, welche auftreten bei der Erwärmung, durch die die Verfärbung wieder zum Rückgang gebracht wird, sind die stärkste Stütze für die Auffassung, daß die Verfärbung auf die Abspaltung eines Elektrons (Ionisierung) zurückzuführen ist. Die Wiedervereinigung des Elektrons mit dem „Kern“, welche nach den Anschauungen der neueren Atomtheorie mit Emission verknüpft ist, kann erst unterstützt durch heftigere Wärmebewegung der Teilchen erfolgen. Auch die ultraviolette Strahlung und Sonnenlicht „bleicht“ die Verfärbung aus. Diese Wirkung des ultravioletten Lichtes scheint darauf hinzudeuten, daß sich im Glase ein dynamisches Gleichgewicht zwischen dem verfärbenden Vorgang und seiner Rückentwickelung herzustellen sucht, ein Gleichgewicht, das beim ultravioletten Licht eben anders zu liegen scheint, als bei der vorher durch starke Intensitäten und andere Erregungsarten hervorgerufenen Verfärbung. Dem Verf. scheint es, als ob auch die im Glase gelösten Gase, sein Gehalt an gelöstem Wasser und an „Elementar-Kristallen“ bei diesen Vorgängen eine Rolle spielen. Bei der Bestrahlung mit intensiven Röntgen- und Kathodenstrahlen ist ferner zu berücksichtigen, daß die lokal starke Erwärmung des Glases den Ablauf der Vorgänge beeinflussen kann, sowohl durch Rückgang der Verfärbung (anderes Gleichgewicht), wie

durch Absorption des Luminiszenz-Lichtes durch die verfärbten Bestandteile, durch Änderung der Nachleuchtedauer, die meist von der Temperatur stark beeinflußt wird. Schließlich haben auch Gehrke und Reichenheim[86]) darauf hingewiesen, daß die oft chemisch anders zusammengesetzte Oberflächenschicht des Glases für das andere Verhalten bei Luminiszenz verantwortlich gemacht werden kann, insbesondere bei den stark absorbierbaren Kanalstrahlen.

§ 33. Die tatsächlich gemachten Beobachtungen einigermaßen systematisch wiedergeben zu wollen, erscheint zur Zeit noch untunlich. Wiedemann[88]) beobachtete bei Bestrahlung mit Kathodenstrahlen an Krongläsern vorwiegend die bekannte grüne, an Flint und einigen anderen blaue Luminiszenz. Schwere Borat- und Silikat-Flinte sowie Phosphatgläser leuchteten nur schwach. Die Dauer des Nachleuchtens hing von der Intensität der Vorbestrahlung ab. Schmauß[87]) beobachtete dabei auch „Ermüdung“, die mit zunehmender Verfärbung Hand in Hand ging. Später beobachteten Wiedemann und Schmidt[88]) auch das Nachleuchten der vorbestrahlten Gläser beim nachträglichen Erwärmen (Thermo-Luminiszenz), das in einem Falle bis 200° anhielt. Die Luminiszenzfähigkeit bei gleichzeitiger Bestrahlung war aber noch bei 300° zu bemerken. Tiefe Temperaturen verstärken die Luminiszenzfähigkeit. Gehrke und Reichenheim[86]) glauben, daß die grüne Luminiszenz am Thüringer Glas die schnellen Kathodenstrahlen zur Erregungsursache hat, während langsame die von ihnen beobachteten roten bis violetten Töne bewirken, welche bei längerer Bestrahlungsdauer Himmelblau und noch intensiveren Farben Platz machen können. Goldstein[89]) bestätigt diese Versuche, wonach aber nur Materialien, die ganz oder teilweise aus Kieselsäure bestehen, das rote Nachleuchten erkennen lassen, jedoch nur bei Sauerstoffüllung der Röhre. Beobachtungen an modernen Röntgenröhren zeigen, daß die Luminiszenzfarbe mit der Glassorte ebenso stark variiert wie ihre Verfärbung, beide sowohl nach Intensität wie nach Qualität.

Diese Verfärbung des Glases wird im Gegensatz zur Luminiszenz am intensivsten von den Röntgenstrahlen selbst hervorgerufen, wie aus der Abnahme der Intensität der Verfärbung mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche hervorgeht, welche Abnahme mit der Absorption der Röntgenstrahlen parallel zu gehen scheint. Quantitativ wurde dies aber noch nicht untersucht. Man kann auch hier der Behauptung nicht ohne weiteres widersprechen, daß die eigentliche Ursache der Verfärbung sekundäre Elektronenstrahlung sein könnte. Die Verfärbung tritt in amethystfarbenen, bräunlich-gelblichen und grau-grünen

Töne nauf. Viele Autoren führen die Amethystfarbe immer auf kolloidal ausgeschiedenes Mangan zurück, stichhaltige Beweise liegen zur Zeit aber nicht vor. So färbten sich nach Doelter auch Gläser amethystfarben, die nachweislich kein Mangan enthielten. Die braune Färbung zeigt in der Absorptionskurve starke ultraviolette Absorption, die sich langsam abfallend weit ins Sichtbare hinein erstreckt. Eine vermehrte Absorption der Wärmestrahlung scheint aber damit nicht verknüpft zu sein. Jedenfalls sind für die Verfärbung die Grundbestandteile des Glases selbst (wie z. B. die Alkalien), wie die geringen Zusätze (Mangan, Eisen usw.) möglicherweise auch beides in Wechselwirkung von Bedeutung.

Radiumbestrahlung färbt natürlich die Gläser ähnlich. Sie wird bei Doelter[90]) (vgl. auch Miethe[91])) beschrieben. Die bei ihm angeführten und betrachteten Gläser entfärben sich beim Erwärmen in Wasserstoffatmosphäre viel schneller als im Sauerstoff. Eigentliche Farbgläser veränderten sich auffallend wenig. Nicht angelaufenes Gold-Rubinglas färbte sich nur braun und wurde beim Erwärmen wieder farblos (Verf. scheint dies nur die Anfärbung des Grundglases zu bedeuten). Manganhaltiges Glas färbte sich schnell violett. Das Gleiche fand schon Crookes[92]), der außerdem dieselbe Wirkung durch Sonnenlicht beobachtete[93]). Die verfärbende Wirkung des Sonnenlichtes hat wohl zuerst Faraday[94]) bemerkt und wurde nach ihm von vielen Autoren beschrieben (vgl. z. B. Gortner[95])). Fischer[96]) konnte an vier Gläsern, die sich im ultravioletten Licht verfärbten, Mangan nachweisen. Seine einfache Erklärung des Vorgangs durch eine Umwandlung von Ferri- und Manganosilikat in Ferro- und Manganisilikat ist wohl nicht haltbar. Neuerdings ist die Verfärbung des Glases durch Röntgen-, Kathoden- und ultraviolette Strahlen von Clarke, Lind[97]) und Nathanson[98]) untersucht worden, ohne daß grundsätzlich Neues zutage gefördert wurde. Der letztere beschreibt ein Glas, das sich durch ultraviolette Bestrahlung nicht verfärbte. Einen Fall, in dem die durch Bestrahlung mit Radiumsalzen hervorgerufene Verfärbungen in rythmisch gebänderten Höfen auftreten, beschreibt Rudge[99]). (Weitere Literatur s. Meyer-Schweidler, Radioaktivität, Leipz.-Bln. 1916, S. 191 und Clarke[97].)

Die Brechung in Abhängigkeit von Zusammensetzung, Druck und Temperatur.

§ 34. Homogenität des Glases. Wir haben eingangs erwähnt, daß der Grad der optischen Homogenität des Glases kein so hoher ist, daß die Schwankung der optischen Konstanten innerhalb der

Stücke dieser Schmelzen, ja innerhalb der einzelnen Stücke selbst, nicht noch im Bereich der möglichen Meßgenauigkeiten läge. Die Inhomogenitäten von Glasstücken setzen sich zusammen aus „physikalischen", d. h. aus Inhomogenitäten der Dichte infolge örtlich verschiedener Volumen-Deformation, hervorgerufen durch ungleichmäßige Abkühlung, und aus „chemischen" Inhomogenitäten, den eigentlichen Schlieren, die durch kein nachträgliches Verfahren (außer erneutem Schmelzen) wieder beseitigt werden können und welche Stellen verschiedenartiger Zusammensetzung im Glase entsprechen.

Bei der Herstellung des optischen Glases muß man sich darauf beschränken, die guten Stücke von den unbrauchbaren auszusortieren, welch letztere immer einen erheblichen Anteil ausmachen. Die Qualifikation für „gutes Glas" ist natürlich an die Unterschreitung eines Grenzwertes des Gradienten des Brechungswertes geknüpft. Es gibt hier nichts Absolutes und wie bei allen Eigenschaften der Gläser ist auch hier wieder das Kontinuierliche das charakteristische Merkmal. Dieser Grenzwert muß natürlich so gewählt werden, daß er den Anforderungen an Korrektion und Genauigkeit der betreffenden dioptrischen Instrumente voll gerecht wird. Brillengläser z. B. kann man daher auch aus Spiegelglas herstellen, welches nur in einer Blickrichtung frei von sichtbaren Schlieren ist. Man arbeitet sie dann derartig, daß der Strahlengang die Schlierenschicht senkrecht durchsetzt, ähnlich wie bei der Linse des Auges. Optisches Rohglas für hochwertige Instrumente muß dagegen schlierenfrei in jeder Blickrichtung sein. Die Prüfung geschieht mit Hilfe von der Töplerschen Schlieren-

Tabelle X.

Schwankung des Brechungswertes Δn innerhalb einer Schmelze nach Gifford.

Optischer Typus	Firma	Schmelz-Nr.	n_D	$n_F - n_C$	Δn
Kron 499 659	Schott	*O* 6115	1,499 597	0,007 580	0,0 000 099
Kron 510/634	Chance	557	1,509 372	0,008 032	0,0 001 078
Kron 516 640	Schott	*O* 5028	1,515 862	0,008 061	0,0 002 471
Kron 530/605	Schott	*O* 3418	1,530 848	0,008 762	0,0 000 227
Barion 609 589	Mantois	5201	1,608 723	0,010 353	0,0 003 198
Barion 611/558	Schott	*O* 4704	1,610 702	0,010 959	0,0 003 171
Flint 571/430	Schott	*O* 3831	1,569 451	0,013 198	0,0 000 227
Barint 624/391	Schott	*O* 4870	1,621 020	0,015 682	0,0 000 636
Flint 613/369	Chance	629	1,612 137	0,016 564	0,0 000 188

methode ähnlichen Vorrichtungen. Gifford[100]) führt Messungen an, die er an je drei ein und derselben Schmelze entstammenden Stücken von Gläsern der Firmen Schott, Chance brth. und Parra-Mantois vorgenommen hat. Er findet Abweichungen für die Werte von n_D bis zu drei Einheiten der vierten Dezimale. In der Tabelle X sind einige der Giffordschen Werte wiedergegeben. Die Spalte 6 gibt die Differenz der n_D-Werte für die drei gemessenen Stücke wieder ($\triangle n$).

§ 35. Ähnliche Untersuchungen in größerem Umfange hat Zschokke[101]) an Schmelzen des Jenaer Glaswerkes ausgeführt. Die Messungen an einer Schmelze, für welche der Lieferant $n_D = 1{,}6137$ angegeben hatte, ergaben folgendes Resultat:

24 Platten einen Index $n_D = 1{,}61290$ bis 1,61340
64 „ „ „ „ $= 1{,}61341$ „ 1,61390
59 „ „ „ „ $= 1{,}61391$ „ 1,61440
52 „ „ „ „ $= 1{,}61441$ „ 1,61490.

Zschokke erwähnt eigens, daß diese Schwankungen nicht etwa eine Besonderheit vorstellten, sondern ebenso an Schmelzen französischer und englischer Herkunft festgestellt wurden. Er hat ferner auch noch eine einzelne große Platte von guter Kühlung herausgegriffen und aus der Mitte, sowie aus zwei diagonal gegenüberliegenden Ecken Prismen herausgeschnitten und daran die nachstehenden optischen Konstanten bestimmt:

Tabelle XI.

	n_D	$C-F$	ν	$C-D$	$D-F$	$F-G'$
Mittelprisma	1,610 598	0,010 973	55,65	0,003 202	0,007 771	0,006 261
1. Eckprisma	1,610 676	0,010 974	55,66	0,003 228	0,007 746	0,006 278
2. „	1,610 826	0,010 954	55,76	0,003 228	0,007 739	0,006 261
Angabe der Hütte . . .	1,6119	0,01 100	55,6	0,00 323	0,00 777	0,00 630

Es ist also nicht angängig, einen ausschlaggebenden Anteil der erstgenannten, von Zschokke festgestellten Abweichungen schlechter Kühlung zuzuschreiben, wenn es auch erwünscht erscheint, seine Resultate nachzuprüfen.

Die Abweichungen des n_D-Wertes in einer Schmelze können daher nach Zschokke bis zu einigen Einheiten der dritten Dezimale betragen und die an einer optischen Rohglasplatte bis zu 2,28 Einheiten der vierten Stelle im Brechungswert. Derartige Abweichungen sind schon so groß, daß sie für die Genauigkeit, mit der man Objektive herstellen

kann, erheblich ins Gewicht fallen, sobald man wenigstens zu großen Brennweiten übergeht oder sobald an den Korrekturzustand des Objektives, wie bei Reproduktionsobjektiven, die höchsten Anforderungen gestellt werden. Zschokke behauptet mit Recht, daß der Fortschritt in der Herstellung von Reproduktionsobjektiven lediglich davon abhängt, wieweit es in der Zukunft gelingen wird, die Homogenisierung optischer Gläser weiter zu vervollkommnen.

§ 36. Im gewissen Gegensatz scheinen dazu von Dalladay u. Twyman[102]) publizierte Daten zu stehen, welche an 40 Stücken einer Schmelze schwersten Flintes vorgenommen wurden und nur bei einem davon einen um eine Einheit der 6. Dezimale übersteigenden abweichenden Brechungswert ergab. An einer Schmelze anderer Herkunft wurden allerdings schon Abweichungen in der 4. Dezimale gefunden. Die Messungen wurden mit einem Interferential-Refraktometer nach Michelsonscher Anordnung vorgenommen und die Probeplättchen der einzelnen Stellen der Schmelze sorgfältig zu je 10 aneinander geschweißt und planparallel gemacht. Die Brechung von Schlieren, d. h. Inhomogenitäten mit steileren n-Gradienten haben Smith, Benett und Meritt[103]) direkt mit einem Pulfrich-Refraktometer zu messen versucht, an sieben verschiedenen Glasarten von einem Brechungsindex 1,51—1,62. Die Unterschiede mit der Masse des Glases überschritten nicht vier Einheiten der 4. Dezimale und waren von der Wellenlänge unabhängig. Die höhere Brechung kam zuweilen der Schliere, zuweilen der Glasmasse zu. Bei der Kritik aller in diesem Abschnitt besprochenen Arbeiten muß erwähnt werden, daß die Genauigkeit ihrer Messungen von manchen Autoren zweifellos überschätzt wurde. Schon um die 5. Dezimale mit Sicherheit feststellen zu können, ist ein Spektrometer von einer Genauigkeit erforderlich, wie ein solches wohl nur in wenigen Fällen zur Verfügung stand. Auch können sich bei Messungen nach der Prismenmethode Fehler bis zur Größenordnung von $1 \cdot 10^{-5}$ bemerkbar machen, wenn dabei die Änderung des Brechungsindex der Luft durch Druck und Temperatur vernachlässigt wird, worauf auch neuerdings wieder Gifford[104]) hingewiesen hat. Derselbe gibt den Temperaturkoeffizienten für einige Gläser von Derby (D) und Chance (C) $\frac{dn}{dt}$ bezogen auf 1° C (Tab. XII), an, welcher sich aus der Änderung des Brechungsindex n der Luft berechnet nach der Formel: $n = 1 + \frac{p}{p_0} \cdot \frac{n_0 - 1}{1 + 0{,}00374 \cdot t}$ bei gegebener Temperatur t und gegebenem Druck p.

Tabelle XII.

Glasart	Fabrik	Schmelz-Nr.	n_D	ν	$\frac{dn}{dt}$
Fluor-Kron. . . .	D	591	1,494 201	67,42	0,0 000 005
Borosilikat-Kron .	C	3537	1,508 325	63,71	0,0 000 004
Hart-Kron	C	4497	1,519 725	59,95	0,0 000 024
Schwer-Flint . . .	C	3673	1,604 584	37,72	0,0 000 050
„ . . .	C	3467	1,610 659	37,05	0,0 000 040
„ . . .	C	1794	1,618 983	36,46	0,0 000 062
„ . . .	C	4380	1,622 912	36,29	0,0 000 062

§ 37. Es ist sicher, daß der Einfluß der unvermeidlichen Inhomogenität des Glases auch auf die Wirkungsweise dioptrischer Instrumente von Einfluß ist, und zwar um so mehr, mit je größeren Glaswegen wir zu tun haben. Die Breite und Intensitätsverteilung in Spektrallinien hängt bekanntlich auch von den Konstanten des Spektralapparates ab. Bei Gittern ist der Einfluß ihrer Güte schon wiederholt der Gegenstand von Untersuchungen gewesen, dagegen nicht der der Inhomogenität von Prismen in Spektralapparaten. Und doch ist zu erwarten, daß bei feinster Ausmessung der Intensitätsverteilung in Spektrallinien, z. B. mit dem Kochschen Registrierphotometer die Verbreiterung von Linien durch die verschiedene Brechung in den einzelnen Teilen eines Prismas sich geltend macht, besonders bei lichtstarken Systemen. Ähnliches gilt natürlich auch für die Interferenzapparate, die mit langen Glaswegen arbeiten.

Bedeutend größer sind natürlich die Abweichungen verschiedener Schmelzen ein und desselben Typus voneinander. Einwagefehler, Fehler bei der Bestimmung des Gehaltes an Oxyden der Rohbestandteile, Einschmelzverluste durch Verdampfung usw., insbesondere aber die durch unvermeidliche Hafenauflösung in die Schmelze gelangenden Fremdbestandteile beeinflussen das Endresultat in nicht völlig auszugleichender Weise. Daher auch die häufig recht abweichenden Angaben in der Zusammensetzung von Glasarten selbst, gerade wenn sie sich auf analysierte und nicht auf eingeschmolzene Zusammensetzungen beziehen. Abweichungen gehen hier bis zu einigen Prozenten (vgl. z. B. die Tabelle bei Wright [21]).

§ 38. Brechungsindex und Zusammensetzung des Glases. Bei der Genauigkeit, mit der die optischen Konstanten der Gläser der Messung zugänglich sind, hat sich bis jetzt keine Beziehung aufstellen lassen, welche den Zusammenhang der Brechung mit der spezifischen

Wirkung (Molekular-Brechungsvermögen) der einzelnen Oxyde auch nur einigermaßen exakt beschreiben würde, so verlockend dies Problem in wissenschaftlicher und praktischer Beziehung auch wäre. Jedenfalls ist die Brechung weit entfernt eine rein additive Eigenschaft des Gehaltes an Oxyden zu sein. Wir beschränken uns deshalb darauf in Schaubildern einige Resultate von Veröffentlichungen mitzuteilen. Die Spärlichkeit der Literatur hierüber hängt auch mit der Geheimhaltung der Herstellung des optischen Glases zusammen, um die man lange Zeit bemüht war.

Zschimmer[105]) gibt in graphischer Darstellung einige der Resultate wieder, welche durch systematische Schmelzreihen von Abbe und Schott gezeitigt wurden. Er geht bei dieser Darstellung von den optischen Eigenschaften des „Lösungsmittels" (der Säure) aus und vergleicht damit die optischen Eigenschaften der resultierenden „Lösung" als Funktion des zugefügten Gehaltes an „gelösten" Stoffen (Basen). Ausgangspunkt ist der mittlere Brechungsindex der geschmolzenen amorphen Borsäure mit $n_D = 1{,}462$ und der glasigen Kieselsäure (Quarzglas) mit $n_D = 1{,}4585$. Hierbei, wie z. B. bei Alkali-Silikat-Glas als Grundglas, wird durch Einführung von Basen der Brechungsindex stets erhöht.

„Die Erhöhung der Brechung wächst mit zunehmendem Molekulargewicht des lösenden Oxydes, wie man aus der Wirkung äquivalenter Mengen verschiedener Oxyde erkennt (Fig. 9). Der Brechungsexponent der Borsäure $n_D = 1{,}462$ wird z. B. durch Hinzufügen von 40 Proz. Baryt auf 100 Proz. B_2O_3 um etwa 114 Einheiten der 3. Dezimale erhöht; durch äquivalente Mengen von Lithium-Oxyd um etwa 77, Zink-Oxyd um 93, Blei-Oxyd um 248 Einheiten derselben Stelle. Also stehen die optischen Wirkungen (Δn) der Oxyde, welche der beliebig gewählten Konzentration von 40 Proz. BaO (auf 100 Proz. B_2O_3) entsprechen, in dem annähernden Verhältnis:

$$\Delta n\ Li_2O : \Delta n\ ZnO : \Delta n\ BaO : \Delta n\ PbO = 8 : 9 : 11 : 25,$$

während die Molekulargewichte der gelösten Oxyde sich ungefähr wie

$$Li_2O : ZnO : BaO : PbO = 3 : 8 : 15 : 22$$

verhalten.

„Die optische Wirkung der Metalloxyde in Borsäure und Kieselsäure wächst nicht einfach proportional mit der Konzentration, sondern:

für die Alkalien Li_2O (auf B_2O_3 wirkend) und Na_2O (auf SiO_2 wirkend) nimmt bei höherer Konzentration die relative Wirkung (vgl. Fig. 9 u. 10) ab; ebenso verhält sich das Zinkoxyd gegen Borsäure oder Alkalisilikatglas.

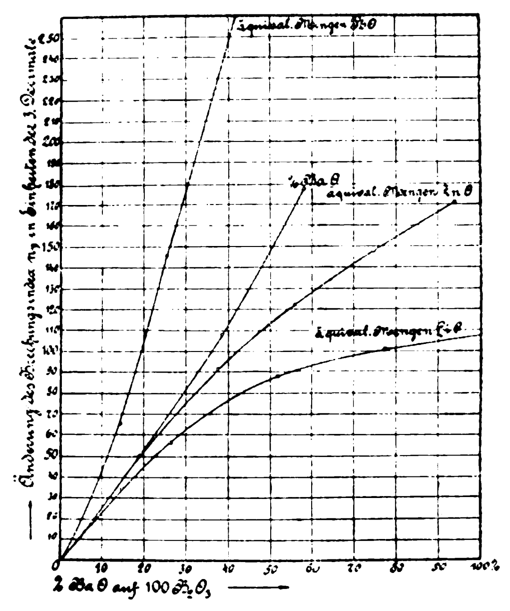


Fig. 9. Vergleichung der optischen Wirkung äquivalenter Mengen von Li_2O, ZnO, BaO und PbO auf n_D der glasigen Borsäure (nach Zschimmer).

Für die Oxyde der schweren zweiwertigen Basen BaO, PbO u. a. wächst mit steigender Konzentration die relative optische Wirkung auf

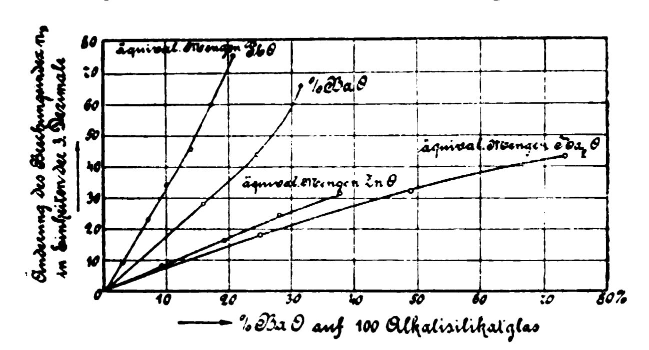
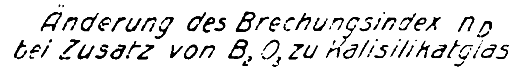


Fig. 10. Vergleichung der optischen Wirkung äquivalenter Mengen von Na_2O, ZnO, BaO und PbO auf n_D von Alkali-Kalksilikatglas (nach Zschimmer).

Borsäure oder Alkalisilikatglas (vgl. besonders die Kurve für Bleioxyd, dessen Wirkung eine rapide Zunahme zeigt)" (Zschimmer).

Besonders bemerkenswert ist die Wirkung der Borsäure auf den



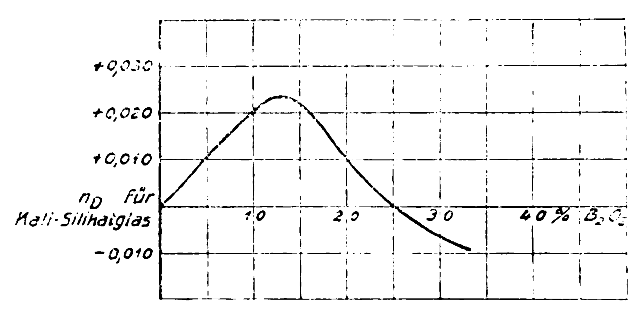


Fig. 11 (nach Zschimmer).

Brechungsindex von Alkalisilikatglas (Fig. 11) mit 15—20 Proz. K_2O_3, die ein ausgesprochenes Maximum bei 15 Proz. B_2O_3 auf 100 Proz.

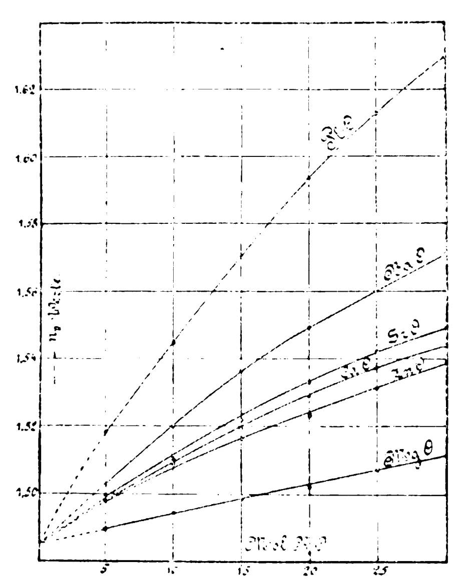


Fig. 12. Beziehung zwischen molekularer Zusammensetzung und n_D bei der einem Glase 20 Mol $Na_2O \cdot x$ Mol $RO \cdot 100$ Mol SiO_2 (nach Peddle).

des Ausgangsglases zeigt. Man nimmt an, daß die gebundene Borsäure brechungserhöhend wirkt, während bei der freien deren niedriges n_D zur Geltung kommt.

§ 39. Sehr ausführliche Untersuchungen veröffentlicht Peddle[13]) an systematischen Schmelzreihen, von denen wir nachfolgend einige Resultate in Schaubildern wiedergeben. Peddle verfährt in zweifacher Weise, einmal fügt er zu einem Alkali-Silikat von bestimmter molekularer Zusammensetzung wachsende Molgehalte an zweiwertigen Basen zu und bestimmt den Gang der Brechung und Dispersion als Funktion des variablen Zusatzes. So gibt Fig. 12 die Beziehung zwischen molekularer Zusammensetzung und Brechungsindex für die Zusätze von MgO, ZnO, CaO, SrO, BaO und PbO zu einem Grundglas aus 20 Mol Na_2O und 100 Mol SiO_2 wieder. Wir sehen hier, daß der molekulare Einfluß beim

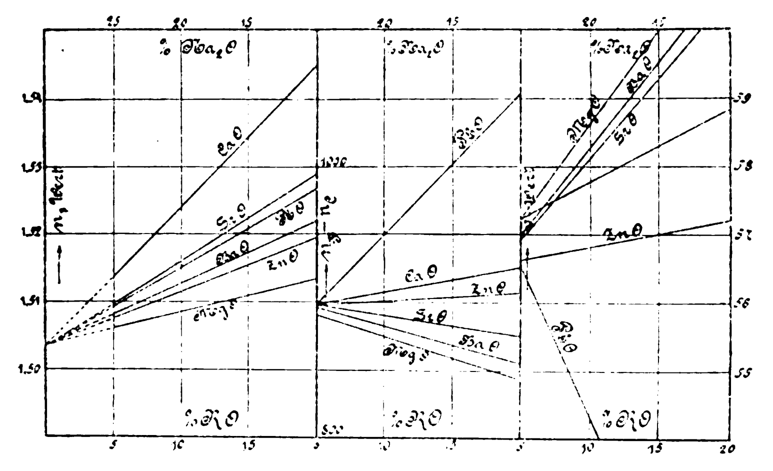


Fig. 13. Zusammenhang zwischen n_D, mittlerer Dispersion und ν und dem Austausch von x Proz. Na_2O gegen x Proz. RO bei konstanten 70 Proz. SiO_2 (nach Peddle).

Blei am größten ist, bei Magnesium am geringsten und daß der Anstieg mit wachsendem Gehalt ein geringerer als ein linearer ist.

Der molekulare Einfluß des PbO auf die Dispersion zeigt seine extreme Stellung gegenüber den übrigen Oxyden, die unter sich in der Dispersion keine so großen Unterschiede zeigen, wie in der Brechung.

Bei seinem zweiten Verfahren geht Peddle ebenfalls von einem Alkali-Silikat-Grundglas aus, vertauscht aber einmal gleiche Gewichtsprozente von Alkali gegen die zu untersuchende Base bei gleichbleibendem Kieselsäuregehalt, das andere Mal vertauscht er gleiche Gewichtsprozente Kieselsäure mit Base bei konstantem Gehalt an Alkali. Wir geben in Fig. 13 seine Ergebnisse für ein Grundglas von 30 Proz. Na_2O und 70 Proz. SiO_2 wieder. Das Schaubild für den Brechungs-

wert zeigt, daß die untersuchten zweiwertigen Basen ihrem Prozentgehalt nach alle stärker wirken als Na_2O; besonders auffällig ist hierbei, daß das Blei an die 3. Stelle rückt und Kalk im Untersuchungsbereich den größten Einfluß hat. Bei der mittleren Dispersion bewirkt der Austausch von Na_2O mit Blei die größte Steigerung. Ebenso wirkt Kalk und Zink stärker als Natron, die übrigen Basen bewirken eine Abnahme der mittleren Dispersion. Noch ausgesprochener zeigt sich dieser Einfluß bei dem ν-Wert, dem reziproken Wert der mittleren relativen Dispersion. Hier ist die einzige Base, die stärker als Na_2O wirkt, das Blei.

Die gleichen Verhältnisse findet Peddle, wenn er vom Kalisilikat ausgeht. Ein Ersatz des Natrons durch Kali bewirkt eine Verkleinerung des Brechungsindex und der mittleren Dispersion.

§ 40. Brechungsindex und Dichte. Den Einfluß der durch Deformation veränderten Dichte bei den Brechungsexponenten direkt zu messen, wird kompliziert durch die bei Glas durch Kompression auftretende Anisotropie und damit verbundene Doppelbrechung (s. u.). Für einseitige Kompression hat Pockels[106]) eine sorgfältige Untersuchung geliefert an einer Reihe von bleihaltigen Gläsern. Beobachtet wurde u. a. die durch einseitige Kompression eintretende absolute Verzögerung δ_z der senkrecht zur Druckrichtung polarisierten Welle mittels Jaminschen Interferential-Refraktometers. Der Wert dieser Verzögerung zusammen mit der relativen Phasendifferenz $\delta_z - \delta_x$ und den Konstanten des Glases läßt ihn die der Neumannschen Theorie entnommenen charakteristischen Konstanten $\frac{p}{\omega}$ und $\frac{q}{\omega}$ berechnen (ω Lichtgeschwindigkeit im nicht deformierten Körper, s. u. § 48). Aus diesem wiederum berechnet er die Änderung des Brechungsindex durch allseitig gleiche Kompression δ (oder Dilatation)

$$\frac{dn}{n} = -\frac{1}{3}\left(\frac{q}{\omega} + 2\frac{p}{\omega}\right)\delta \qquad \text{und}$$

$$d \cdot \frac{\partial n}{\partial d} = +\frac{n}{3}\left(\frac{q}{\omega} + 2\frac{p}{\omega}\right); \ (d \text{ Dichte}).$$

Die drei bekannten Formeln für die Refraktionskonstanten ergeben nun für den Ausdruck $d\frac{\partial n}{\partial d}$ den Wert

(I) $n - 1$ nach Gladstone-Dale,

(II) $\frac{n^2 - 1}{2n}$ nach Newton, und

(III) $\frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n}$ nach Lorenz-Lorentz.

Tabelle XIII gibt nun die von **Pockels** berechneten und beobachteten Werte von $d \frac{\partial n}{\partial d}$ für die D-Linie wieder.

Tabelle XIII.

Wert von $d \frac{\partial n}{\partial d}$	Bezeichnung des Glases						
	Borat	Borat-Flint	Borosilikat-Flint		Flint		
	S 205	*O* 428	*O* 658	*O* 2154	*O* 1571	*O* 500	*S* 57
Beobachtet	0,508	(0,106)	0,392	0,485	0,512	0,600	0,865
Berechnet nach (I)	0,508	0,512	0,545	0,570	0,644	0,751	0,963
„ „ (II)	0,4215	0,425	0,450	0,467	0,518	0,590	0,726
„ „ (III)	0,600	0,608	0,66	0,695	0,814	0,997	0,414
$n_D =$	1,5075	1,5123	1,5452	1,5700	1,6440	1,7510	1,9625
$d =$	2,243	2,457	2,758	3,115	3,88	4,73	6,335

„Die Änderung des Brechungsindex durch allseitige gleiche Kompression (und zwar sowohl die absolute als die relative) nimmt mit der Dichte und dem Brechungsindex bei den untersuchten Bleigläsern zu. Sie folgt im allgemeinen **keiner** der für den Zusammenhang von Brechungsindex und Dichte aufgestellten Regel, die schlechteste Annäherung gibt die **Lorenz-Lorentz**-Formel, die beste die **Newton**sche: $\frac{(n^2 - 1)}{d} = \text{const}$, welche für gewisse Glassorten fast genau zutrifft, für andere aber teils zu große, teils zu kleine Änderungen von n ergibt“ (**Pockels** l. c.).

§ 41. **Refraktionskonstante.** Die Frage der Additivität des spezifischen Refraktionsvermögens läßt sich für eine Reihe gleichartiger Gläser prüfen. Berechnen wir z. B. den von **Gladstone** und **Dale** zuerst entwickelten Ausdruck $\frac{n - 1}{d}$ oder die **Lorenz-Lorentz**-Formel für die Reihe der einfachen Silikatflintgläser, so ergeben sich folgende Werte: (Siehe Tabelle XIV.)

Trägt man die Werte der nach dem ersten bzw. zweiten Ausdruck errechneten Konstante als Funktion der Volumprozente von PbO auf, so ergibt sich in keinem der beiden Fälle ein linearer Verlauf, wie er einem Additionsgesetz der spezifischen Refraktionskonstanten der Einzelbestandteile entspräche. Vielmehr zeigen sich deutliche Unstetigkeiten, dazwischen annähernd linearer Verlauf (Abweichungen von letzterem hängen vielleicht mit dem nicht proportional veränderten Alkaligehalt

Tabelle XIV.
Refraktionskonstante als Funktion des Bleigehaltes bei Flint-Gläsern.

Glasart	Firma	Schmelz-Nr.	Bleigehalt Volumen-Proz.	n_D	d	$\frac{n_D-1}{d}$	$\frac{n_D^2-1}{n_D^2+2}\cdot\frac{1}{d}$
Flint 548/459	S.O.G.	2366	7,70	1,5461	2,91	0,187	0,1085
„ 561/437	„	2364	9,28	1,5610	3,04	0,184	0,1065
„ 569/426	„	1982	10,17	1,5686	3,12	0,182	0,1055
„ 577/414	„	1540	11,13	1,5766	3,19	0,181	0,1041
„ 582/407	„	1652	11,97	1,5797	3,23	0,179	0,1032
„ 598/386	„	1466	14,27	1,5989	3,41	0,175	0,1000
„ 605/378	„	2361	15,22	1,6066	3,47	0,174	0,0996
„ 613/369	„	1628	16,20	1,6135	3,54	0,173	0,0984
„ 617/365	„	1832	16,79	1,6177	3,59	0,172	0,0975
„ 620/362	„	2028	17,22	1,6198	3,61	0,171	0,0972
„ 624/358	„	1469	17,68	1,6243	3,65	0,170	0,0969
„ 637/348	„	2369	19,13	1,6364	3,75	0,169	0,0957
„ 649/338	„	1452	20,74	1,6507	3,88	0,168	0,0941
„ 673/320	„	2857	23,64	1,6727	4,08	0,165	0,0918
„ 717/295	„	2276	28,56	1.7167	4,46	0,161	0,0883
„ 737/284	Schott	*O* 113	30,9	1,7371	4,64	0,159	0,0862
„ 754/275	„	*O* 165	32,3	1,7541	4,78	0,157	0,0857
„ 778/265	„	*O* 198	34,8	1,7782	4,99	0,155	0,0840
„ 917/214	„	*S* 386	49,8	1,9197	6,05	0,152	0,0785

zusammen). Es hat den Anschein, als ob von einem bestimmten Verhältnis des Säure-Basen-Gehaltes an die überschüssigen Bestandteile mit anderer Bindungsweise und mit anderer Refraktionskonstante aufträten.

Wir haben hier nun mit einem beliebig herausgegriffenen n-Wert, dem der D-Linie, gerechnet. Man kann einwenden, daß man mit n, berechnet nach der Cauchyschen Formel, oder wenigstens mit einem n, das in bezug auf die beiden Absorptionsgebiete im Ultraroten und Ultravioletten identisch liegt, rechnen müßte. Würde man das letztere tun, so müßte das benutzte n für wachsenden Bleigehalt noch niedriger angesetzt werden wegen des Hereinrückens des ultravioletten Absorptionsgebietes ins Sichtbare. Die Ergebnisse fielen also im gleichen Sinne mit noch größeren Unterschieden aus.

Es erübrigt sich zu bemerken, daß die Berechnung der Refraktionskonstante für noch weniger einfache Gläser, als die Flinte sie darstellen,

so gut wie keine greifbaren Resultate liefert. Die konstitutiven Einflüsse sind hier offenbar noch erheblich ausgesprochener.

Tillotson[107]) hat allerdings für einfaches Natron-Kalk-Silikatglas die Konstanz für beide Refraktionskonstanten in gewissem Bereich festgestellt, wenn auch diesen Messungen kein hoher Grad von Genauigkeit zukommt. Außerdem hat er die Dichten der einzelnen Gläser aus früher von ihm festgestellten spezifischen Konstanten nur berechnet. Aus zwei Verbindungen $CaO \cdot SiO_2$ und $Na_2O \cdot 3\, SiO_2$ stellt er alle Mischungsverhältnisse zwischen 0 und 100 her. Die Linien der Refraktionskonstanten zeigen einen Knick, welcher einer Verbindung $2\, Na_2O \cdot 3\, CaO \cdot 9\, SiO_2$ entspricht. Das spezifische Refraktionsvermögen der Gläser, berechnet mit Hilfe der früher für die Dichten gefundenen Konstanten ist additiv von reinem Natronsilikat bis zu einer Zusammensetzung, bei der das Molekularverhältnis von Na_2O zu CaO, wie 2 zu 3 ist.

§ 42. Brechungsindex und Temperatur. Der Ausdruck $(n^2 - 1)/(n^2 + 2)$ ist der Dichte eines Glases bei steigender Temperatur nicht proportional. Teilweise liegt der Grund dafür darin, daß nicht nur die ultravioletten Eigenfrequenzen, sondern auch die ultraroten für die Dispersionskurve in Betracht kommen. So könnte bei Gläsern, bei denen der rote Inflexionspunkt verhältnismäßig nahe am Sichtbaren liegt, durch dessen Heranrücken ans Sichtbare der Brechungsindex verkleinert werden. In beiden einzelnen Fällen des erhöhten ultraroten oder ultravioletten Einflusses, wie bei deren Zusammenwirken, würde die Dispersion sich dagegen erhöhen. Zur völligen Erklärung der Erscheinungen, wie sie Pulfrich und Reed beobachtet haben, genügt dies aber nicht. Offenbar verschiebt sich nicht nur die Wellenlänge der ultravioletten bzw. der ultraroten Eigenfrequenz nach dem Sichtbaren hin, sondern es tritt auch noch eine Verbreiterung des Absorptionsgebietes ein, sodaß nun auch im Sichtbaren oder wenigstens in dessen nächster Nachbarschaft die Absorptionskoeffizienten erhebliche Beträge annehmen können. Bei höheren, dem Erweichungspunkte naheliegenden Temperaturen kann dieser Einfluß offenbar so groß werden, daß das die Dämpfung enthaltende Glied der Dispersionsformel nicht mehr vernachlässigt werden darf, welches zur Erniederung des Brechungswertes beiträgt. In der Tat finden wir bei Reed derartige Beobachtungen, welche eine Wiederabnahme des Brechungswertes mit steigender Temperatur nach dem Überschreiten eines Maximalwertes zeigen. Diese Vorbemerkungen müssen als qualitative Erklärungsversuche für die im einzelnen sich überlagernden Erscheinungen aufgefaßt werden. Es muß

aber noch darauf aufmerksam gemacht werden, daß es nicht sicher ist, ob die Konstitution des Glases bei dieser Temperatur noch dieselbe ist wie bei Zimmertemperatur.

§ 43. Pulfrich[108]) beobachtete 12 Glasarten bis 100°. Bei sämtlichen wachsen die Teildispersionen, gleichviel, ob die Änderungen des Brechungsexponenten positiv oder negativ sind. Die Flintgläser zeigen im Untersuchungsbereich alle eine Zunahme der Brechungswerte mit steigender Temperatur. Einige Phosphat- und Krongläser wiesen eine allerdings geringe Abnahme im Untersuchungsbereich auf. Es ändern sich aber auch die Verhältnisse der Teildispersionen zueinander, wie aus der Tabelle XV ersichtlich.

Tabelle XV.

Zunahme der Teildispersionen in Milliontel des ursprünglichen Betrages pro Grad Temperaturerhöhung im Bereich von 0°—100° C.

Glasart	Optischer Typus	Schott-Typus	Dispersionsintervall C—D	D—F	F—G'
Barion	573/580	*O* 211	64	91	70
Barint	572/506	*O* 527	67	82	87
Leicht-Flint . . .	571/431	*O* 154	94	77	93
Schwer-Flint . . .	755/276	*O* 165	98	140	151
Blei-Silikat . . .	963/197	*S* 57	183	181	223

Reed[109]) steigert die Temperatur dieser Gläser bis zur beginnenden merklichen Plastizität des Glases. Einige seiner Ergebnisse über die Zunahme des Brechungsexponenten mit steigender Temperatur finden sich in der Tabelle XVI, aus der man auch die numerische Größe des Effektes entnehmen kann.

Bei *O* 527 und *O* 211 wachsen die Indizes nur langsam und annähernd proportional mit der Temperatur. Die Zunahme mit der Dispersion ist nur gering.

Bei *O* 165 wächst Brechung und Dispersion schon erheblich, am stärksten aber beim Bleisilikat *S* 57, bei dem aber die Steigerung des Index zwischen 200 und 250° ein Maximum erreicht. Dieses Maximum weist *O* 154 in noch höherem Maße bei 250 bis 355° auf. Hier tritt bereits wieder Abnahme ein, und zwar eine so schnelle, daß der Ausgangswert des Brechungsindex nach einigen 80° weiterer Steigerung bereits erheblich unterschritten ist. Die Dispersion dagegen steigert sich mit der Temperatur auch hier weiter. Diese

Tabelle XVI.

Glasart	Mittlere beobacht. Temperatur	Änderung des Brechungsindex in Einheiten der 5. Dezimale pro Grad Temperaturerhöhung für die Linien			
		C	D	F	G′
S 57 Bleisilikat	62,6°	1,218	1,472	2,110	2,800
	156,2°	1,579	1,809	2,536	—
	233,0°	1,928	2,251	3,212	—
	281,0°	1,591	1,911	2,918	—
O 165 Schwerstes Flint	57,7°	0,703	0,778	1,058	1,294
	126,0°	0,916	1,051	1,302	1,668
	176,5°	0,960	1,092	1,430	1,714
	231,0°	1,127	1,237	1,632	1,993
	280,5°	1,277	1,396	1,790	2,140
	325,0°	1,382	1,544	1,960	2,405
	379,0°	1,758	1,904	2,263	2,893
O 154 Leicht-Flint	58,0°	0,226	0,250	0,307	0,360
	149,6°	0,324	0,362	0,456	0,548
	251,5°	0,509	0,568	0,666	0,768
	351,5°	0,577	0,639	0,751	0,870
	436,5°	— 1,861	— 1,720	— 1,504	— 1,329
O 527 Baryt-Leicht-Flint	56,5°	0,014	0,045	0,107	0,150
	157,1°	0,094	0,111	0,179	0,246
	261,5°	0,144	0,167	0,249	0,355
	357,0°	0,217	0,249	0,350	0,461
O 211 Schwer-Barion	61,2°	0,024	0,035	0,092	0,099
	154,0°	0,096	0,133	0,152	0,186
	259,0°	0,156	0,174	0,223	0,258
	258,0°	0,221	0,247	0,297	0,340

bei zwei Gläsern gefundene Abnahme des Brechungswertes nach Überschreiten des Erweichungspunktes bedarf erst noch der weiteren Aufklärung.

§ 44. Das Heranrücken des ultravioletten Absorptionsgebietes ans Sichtbare macht sich in der Praxis sehr deutlich bemerkbar, indem diese Gläser beim Erhitzen eine intensive gelbe bis bernsteinähnliche Farbe annehmen, ein übrigens beliebig reversibler Vorgang. Dieser Vorgang wurde von Königsberger [70]) an drei schwersten Flintgläsern von Schott quantitativ durch Spektralphotometer gemessen. Seine Werte sind folgende für die Wellenlänge 460 $\mu\mu$.

Tabelle XVII.

Glasart	Optischer Typus	Schott Schmelz-Nr.	Werte von $\alpha \cdot 10^2$ bei 15°	100°	150°	200°	250°	300°	360°
Schwerstes Flint	919/214	S 227	8,2	12,6	14,8	18,0	24,7	37,7	47,5
	903/216	S 217	0,13	0,20	0,27	0,40	0,69	0,99	1,83
	747/279	O 1606	0,06	0,23	—	0,35	—	0,57	0,92

α ergibt sich aus $J' = J \cdot e^{-4\pi\alpha l}$, wobei J die auffallende, J' die vom Reflexionsverlust befreite durchgegangene Intensität bedeutet und l die Schichtdicke (6,4 mm). Alle drei Gläser zeigen die von Pulfrich und Reed bemerkte starke Zunahme der violetten Absorption mit der Temperatur. Es ist zu bemerken, daß genaue Messungen, die auch auf Flintgläser mit niedrigem Bleigehalt ausgedehnt werden, qualitative Unterschiede zwischen deren Verhalten, entsprechend verschiedener Konstitution, zeigen werden.

§ 45. Für Gläser, bei denen sowohl der kubische Ausdehnungskoeffizient 3α, wie die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur, sowie seine Änderung bei allseitiger Kompression bekannt war, berechnet Pockels[106]) den „reinen“ Temperatureinfluß, d. h. die bei konstant gehaltener Dichte übrig bleibende Änderung

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{dn}{dt} + 3\alpha \cdot d \frac{\partial n}{\partial d}.$$

Es ist für die Gläser mit steigendem Bleigehalt

	S 205,	O 658,	O 500,	S 57
nach Pulfrich: $\frac{dn_D}{dt} \cdot 10^5 =$	$-0{,}074$	$+0{,}299$	$+0{,}755$	$+1{,}45$
und nach obiger Formel von Pockels: $\frac{\partial n}{\partial t} \cdot 10^5 =$	$+0{,}65$	$+0{,}914$	$+2{,}22$	$+3{,}87$.

Der „reine“ Temperatur-Koeffizient dieser Gläser ist also stets positiv, wie es qualitativ schon von Pulfrich durch das Hereinrücken der ultravioletten Absorption nach dem Sichtbaren mit zunehmender Temperatur erklärt wurde, und er nimmt — wie dementsprechend zu erwarten — mit wachsendem Bleigehalt stark zu.

Reed[109]) hat ferner den Brechungsexponenten n_D gemessen, nachdem er seine untersuchten Gläser wieder auf Zimmertemperatur abgekühlt hatte (n'_D). Da dies offenbar mit einer gewissen Schnelligkeit geschah, so fand er Differenzen, welche von der Höhe der erreichten

Maximaltemperatur T abhängig sind (s. Tabelle XVIII). Erhitzt er das Glas nur bis zu Temperaturen, bei denen es noch als quasi-fester Körper anzusehen ist, so zeigt sich keine Differenz. Überschreitet er die Temperatur beginnender merklicher Plastizität, so ist das n_D nach der Wiederabkühlung erheblich kleiner.

Tabelle XVIII.

Typus	Temperatur	n_D	n'_D	$n_D - n'_D$
S 57	299°	1,96 243	1,96 162	$81 \cdot 10^{-5}$
O 165	408°	1,75 448	1,75 434	$14 \cdot 10^{-5}$
O 154	452°	1,57 089	1,56 996	$93 \cdot 10^{-5}$
O 527	406°	1,57 170	1,57 170	—
O 211	406°	1,57 270	1,57 270	—

Diese Erscheinung bleibt aus, wenn man die Gläser langsam abkühlt (Feinkühlung). Reed bemerkt nicht, ob die restierenden Spannungen genügen, diese Erscheinung zu klären. Bei den leicht erweichenden Bleigläsern sind die kritischen Temperaturen bei seinen Versuchen meist erreicht, am ausgesprochensten bei S 57 und O 154; diese befanden sich im Bereich relativer hoher Volumausdehnung und entsprechender Dichte-Verminderung (s. u.). Beim schnellen Abkühlen werden die äußeren Schichten zuerst fest und verhindern den „Kern" an weiterer Volumverminderung. Wie weit sich diese ohne elastische Spannung zu erhalten vermag, ist noch nicht festgestellt.

§ 46. Brechungsindex und Druck (Spannung). Betrachten wir das optische Verhalten eines einzelnen hinreichend kleinen Raumteiles (so daß es als homogen angesehen werden kann) in der Abhängigkeit von den auf seine Oberflächen wirkenden deformierenden Kräften, so wird dieses Volumenelement anisotrop und damit doppelbrechend. Ob die deformierenden Kräfte dabei äußeren mechanischen Ursprungs sind (durch ein- oder allseitigen Druck auf das Glasstück hervorgerufen) oder ob sie durch elastische Spannungen hervorgerufen werden, welche durch die verschiedene Wärmevergangenheit der benachbarten Volumenelemente mit ihren Folgen verursacht wurden, ist für den Effekt dabei gleichgültig. Man muß unterscheiden die Größe der Doppelbrechung ($n_\varepsilon - n_\omega$, d. h. die Differenz der Brechungswerte des außerordentlichen und ordentlichen Strahles) und die Gesamtabweichung dn_ε bzw. dn_ω des Brechungsindex eines dieser Strahlen vom Grenzwert des Brechungswertes bei Isotropie. Der letztere Fall wird in der Literatur meist

schlechtweg mit „Änderung des Brechungsindex mit der Spannung“ bezeichnet, wobei übersehen wird, daß bei Anisotropie genau genommen von einem einzigen Brechungswert nicht mehr die Rede sein kann. Unter „Brechungswert“ muß man in diesem Falle die Summierung über die Brechungswerte aller Stellen des betrachteten Strahlenquerschnittes mit seiner stets örtlich schwankenden Größe von Anisotropie sowie einschließlich der Größe der Doppelbrechung selbst verstehen. Praktisch ist die letztere Größe meist klein gegen die Gesamtabweichung vom „isotropen“ Brechungsindex und wird überlagert vom Einfluß der verschieden großen Anisotropie der einzeln durchlaufenen Volumenelemente. In singulären Fällen kann die Doppelbrechung sogar Null werden. Die Verschiedenheit der Größe der Einzel-Anisotropie wird verursacht entweder durch ungleiche Verteilung von einseitigem Druck oder — dem häufigsten Fall — durch verschiedene Deformationen der Volumenelemente infolge ungleichmäßiger Wärmevergangenheit bei der Kühlung.

Es wurde schon bemerkt, daß bei der Abkühlung des Glases durch seine schlechte Wärmeleitfähigkeit immer ein gewisser Temperaturgradient in den Stücken vorhanden sein wird. Entsprechend diesem Gradienten eilen die kälteren Schichten den wärmeren der verschiedenen Volumenkontraktion wegen in der Dichte oft nicht unerheblich voraus; je nach der Größe des jeweils vorhandenen Gradienten und infolge des Überganges vom plastischen in den elastisch deformierbaren Zustand bewirken diese Dichtenunterschiede nach völligem Temperaturausgleich einen dauernden Spannungszustand. Im allgemeinen sind (bei nachträglich nicht bearbeiteten Stücken) die äußeren Schichten komprimiert, die inneren dilatiert. Als optische Folge dieser unregelmäßig verteilten Anisotropie tritt neben der Doppelbrechung auch Krümmung der Strahlen auf. Das letztere ist also eine Folge der „physikalischen“ Inhomogenitäten und ist nicht zu verwechseln mit der Strahlenablenkung durch „chemische“ Inhomogenitäten (Schlieren).

§ 47. Folgt eine dilatierte und komprimierte Schicht regelmäßig aufeinander, so ist auch die Abhängigkeit des Brechungsexponenten vom Spannungszustand und damit die Krümmung der Strahlen eine regelmäßige. Schneidet man ein Zylinderstück aus einem durch rasche Kühlung verspannten gezogenen Glasstabe heraus, wie dies Exner[110]) getan hat, so pflanzt sich das Licht in den komprimierten Schichten langsamer fort als in den inneren dilatierten. Die äußeren Schichten wirken also stärker brechend und der planparallele Zylinder wirkt als Zerstreuungslinse. Was die Abweichung des „mittleren“ Brechungsindex von dem im gut gekühlten, isotropen Zustande betrifft, so geben

drei Autoren Schott[111]), Reed[109]) und Berndt[112]) dafür die gleiche Größenordnung an, die bis zu einigen Einheiten der 3. Dezimale betragen kann. Ganz allgemein gilt, daß der Brechungsindex des gespannten Glases niedriger ist als der des entspannten Glases (vgl. jedoch § 49 Macé de l'Epinay) und daß diese Differenz von der Stärke der Verspannung abhängig ist (in erster Annäherung wahrscheinlich proportional). Für ein Sendlinger Glas Borosilikat-Kron 516/640 fand Berndt die in Tabelle XIX verzeichneten Werte.

Tabelle XIX.

Brechungsindex für die Linien C, D, F, G' von Kron 516/640.

	Gespannt	Entspannt	Änderung	
n_C	1,51 088	1,51 426	0,00 338	+ 2,2 Proz.
n_D	1,51 327	1,51 663	336	
n_F	1,51 892	1,52 228	336	
$n_{G'}$	1,52 330	1,52 679	349	

Die Spannung der untersuchten Prismen wurde dabei durch die Größe der auftretenden Doppelbrechung gemessen, welche eine Differenz $44{,}4 \cdot 10^{-7}$ zwischen den n_D-Werten des ordentlichen und außerordentlichen Strahles ergab. Bei bester Kühlung war diese Größe ca. $2 \cdot 10^{-7}$. Diese Differenz kann sich bei starker Verspannung bis in die 5. Dezimale des Brechungsindex hinein bemerkbar machen.

Mit Berndt müssen wir auf eine wahrscheinliche Beeinflussung durch Spannung bei den oben genannten Zschokkeschen Resultaten über Homogenität von optischem Glase hinweisen. Jedoch muß auch betont werden, daß weder die Größenordnung dieser Inhomogenitäten noch der quantitative Anteil derer physikalischen und derer chemischen Ursprungs unumstritten feststeht. Schließlich hat es auch noch auf Grund einiger neuerer Beobachtungen den Anschein, als ob gewisse, von der Wärmevergangenheit des Stückes abhängige konstitutive Einflüsse sich ebenfalls in dieser Größenordnung der Brechungsänderung bemerkbar machen können.

§ 48. Doppelbrechung. Die Größe der Doppelbrechung selbst in Abhängigkeit vom Druck für verschieden zusammengesetzte Gläser ist von Pockels[106]), neuerdings von Adams und Williamson[113]) sowie auch von Taffin[114]) untersucht worden. Die von Neumann[115]) aufgestellten Formeln für die Lichtfortpflanzung in elastisch deformierten amorphen Körpern ergeben folgende Ausdrücke:

$$\omega_x = \omega + q x_x + p y_y + p z_z$$
$$\omega_y = \omega + p x_x + q y_y + p z_z$$
$$\omega_z = \omega + p x_x + p y_y + q z_z,$$

wobei x_x, y_y, z_z die Hauptdilatationen, ω_x, ω_y, ω_z die Geschwindigkeiten der senkrecht zur X-, Y- bzw. Z-Achse polarisierten Welle, ω die Geschwindigkeit im nichtdeformierten Körper und p und q Konstante bedeuten, die von der Wellenlänge und der Zusammensetzung des Glases abhängen. Pockels bestimmte nun p und q für den Fall einseitigen Druckes mit einer Art Hebelpresse an sechs Gläsern (siehe Tabelle XIII), darunter fünf Flint-Gläser mit steigendem Bleigehalt. Außer der schon erwähnten (§ 40) absoluten Verzögerung δ_z der senkrecht zur Druckrichtung polarisierten Welle, wurde auch die relative Verzögerung $\delta_z - \delta_x$ der beiden senkrecht zu den polarisierten Seitenflächen sich fortpflanzenden Wellen mittels Babinetschen Kompensators beobachtet. Daraus, aus der Größe des Druckes und den Glasdimensionen sowie aus dem bekannten Elastizitätsmodul und der Poissonschen Konstante des betreffenden Glases, konnte er die Größen $\frac{p}{\omega}$ und $\frac{q}{\omega}$ berechnen. Seine Werte wurden von Adams und Williamson ergänzt und sehr gut bestätigt. In Tabelle XX sind die Werte für die Doppelbrechung selbst, $n_z - n_x$, wiedergegeben. Die Druckrichtung Z entspricht dabei der optischen Achse eines einachsigen Kristalles. Der Effekt entspricht bei Glas in den meisten Fällen dem eines einachsigen negativen Kristallsystems, d. h. der Strahl, welcher in einer durch die Druckrichtung gehenden Ebene polarisiert ist ($n_x = n_\omega$) breitet sich langsamer aus als der andere Strahl ($n_z = n_\varepsilon$).

Tabelle XX.

Glasart	n_D	Doppelbrechung $(n_z - n_x) \cdot 10^7$ pro kg/cm²	Beobachter
Borat S 205	1,508	— 4,32	Pockels
Borat-Flint O 428 . .	1,512	— 2,76	
Borosilikat-Flint O 658	1,545	— 3,78	
Gew. Kron	1,523	— 2,57	Adams und Williamson
Borosilikat-Kron . . .	1,516	— 2,85	
Leicht-Barion	1,574	— 2,81	
Schwer-Barion	1,608	— 2,15	
Barint	1,606	— 3,10	
(Flint-Reihe s. Fig. 14)			

Das bemerkenswerteste Resultat ist, daß das schwerste Flint nach Pockels positiv doppelbrechend ist, während die anderen Gläser negativ doppelbrechend sind, und zwar nehmen bei den Flint-Gläsern die absoluten Werte der spezifischen Doppelbrechung mit wachsendem Bleigehalt ständig erst langsam, dann schneller zu, wie folgendes Schaubild (Fig. 14) zeigt.

Pockels extrapoliert den Bleigehalt für die Doppelbrechung 0 auf 75,7 Proz. und fand, nachdem dieses Glas mit einiger Genauigkeit hergestellt war, in der Tat nur mehr eine verschwindend kleine positive

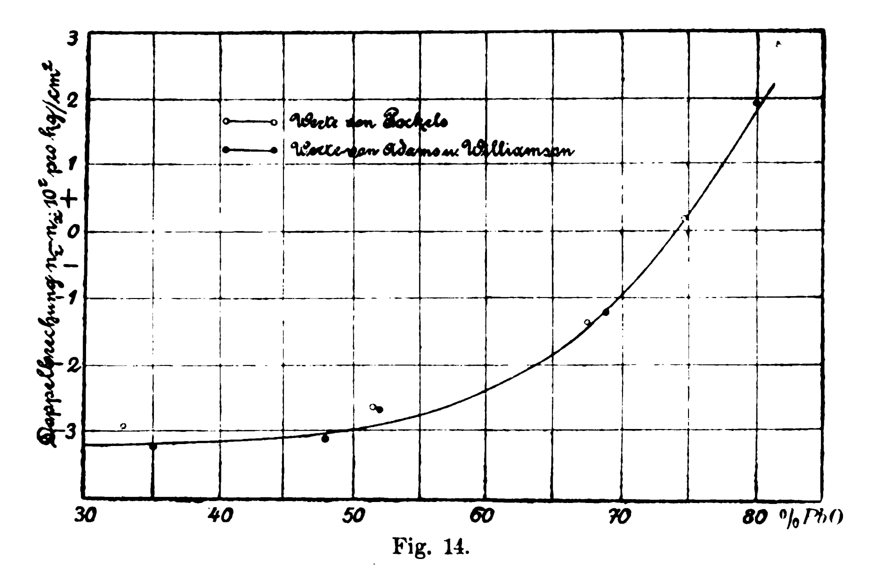


Fig. 14.

Doppelbrechung. Bei solchen Gläsern kann also die Doppelbrechung nicht entfernt als Maß für die Deformationen und den Spannungszustand dienen.

Die Dispersion der mechanisch erzeugten Doppelbrechung ist nach Pockels meist sehr klein und kann auch verschiedenen Sinn haben. Beträchtlich ist sie nur bei den schwersten Flint-Gläsern.

Die Doppelbrechung im Glase wurde auch außerdem noch von einer Anzahl anderer Autoren nach verschiedenen Methoden beobachtet, so z. B. von Kundt[116]), Mach[117]) und König[118]) an akustisch schwingenden Gläsern.

Die absoluten Änderungen der Brechungsindizes des „ordentlichen“ und „außerordentlichen“ Strahles gegen den „isotropen“ Brechungs-

index n_D betragen nach den Messungen von Pockels bezogen auf die Belastung 1 kg/mm²:

Tabelle XXI.

Glasart	Typus	$dn_z \cdot 10^7$	$dn_x \cdot 10^7$
Borat	S 205	0,48	4,82
Borosilikat-Flint	O 658	1,08	4,85
„ . .	O 2154	1,98	3,88
Schwer-Flint	O 1571	3,44	6,05
Schwerstes Flint	O 500	4,77	6,16
Bleisilikat	S 57	9,40	7,53

Demnach kann bei höchsten Drucken (Druckfestigkeit etwa 100 kg/mm²) die Brechungsänderung für die D-Linie etwa bis $8 \cdot 10^{-5}$ betragen, soweit Einfluß von Spannungen in Frage kommt.

§ 49. In der Praxis werden, wie wir gesehen haben, die die Doppelbrechung bewirkenden Kräfte meist durch die bei der Kühlung zurückbleibende Spannung hervorgerufen. Wir haben es dann mit einer Verteilung der Doppelbrechung zu tun, die außer von der Form des Stückes vor allem von der Wärmeleitfähigkeit der betreffenden Glasart, ihrer spezifischen Wärme, dem Ausdehnungskoeffizienten, den Elastizitätskonstanten und der inneren Reibung abhängig ist. Diese Verteilung der durch den Kühlvorgang im Glase hervorgebrachten Doppelbrechung hat Macé de l'Epinay[119]) gemessen und ebenso wie später Czapski[120]) festgestellt, daß am Rande der untersuchten schnell gekühlten Platten negative, in den inneren Partien positive Doppelbrechung herrscht entsprechend der Kompression der äußeren und der Dilatation der inneren Teile. Die Verteilung der Doppelbrechung wird beschrieben durch den Ausdruck $y = A(e^{ax} + e^{-ax} + 2)$, wobei x den Abstand des betrachteten Punktes von der Mitte darstellt. Nach den Messungen Macé de l'Epinay's überwiegen meist die dilatierten Schichten, so daß in diesem Falle — der im allgemeinen einer langsamen Abkühlung entspricht — eine Verminderung der Brechungswerte auftritt, wie wir sie als Resultat der Beobachtungen über den Einfluß der Spannung auf den „mittleren Brechungs-Exponenten schlechthin“ gefunden haben.

§ 50. **Doppelbrechung und Temperatur.** Die Temperaturfunktion der spezifischen Doppelbrechung für Gläser direkt zu messen, bereitet einige Schwierigkeiten, deren Lösung bis heute noch nicht vorgenommen ist. Da aber für die Praxis die Kenntnis der Entspannungsverhältnisse bei verschiedenen Temperaturen und Glasarten äußerst

wichtig für deren Kühlung ist, so wurden von Zschimmer und H. Schulz[121]) durch Messung von Temperatur, Zeit und Doppelbrechung beantwortet: 1. Wie groß für ein gemessenes Glas die bei verschiedenen Temperaturen erregte mittlere Doppelbrechung ist, wenn die spannungsfreien Versuchskörper plötzlich aus dem Raum von der Temperatur τ (Härtungstemperatur) in einen Raum von 20^0 gebracht wurden, 2. Wie die so erregte Doppelbrechung von der Härtungs- oder Spannungstemperatur τ und von der chemischen Zusammensetzung der Gläser abhängt.

Die Beantwortung der ersten Frage ergibt ein hyperbolisches Anwachsen der Werte der Doppelbrechung bis zu einer bestimmten Temperatur τ_0, der sogenannten Erweichungstemperatur (Beginn merklicher Plastizität). Kühlt man von höheren Temperaturen aus ab als von τ_0, so bleibt die Doppelbrechung annähernd konstant, der maximale Wert wird nicht mehr überschritten. Für die Härtungstemperatur τ, wo die Relaxationszeit so groß ist, daß ein Ausgleich der Spannung nicht eintritt, gilt die einfache Beziehung $(\tau_0 - \tau)\ (S + S_0) = C$. S ist die der Härtungstemperatur τ entsprechende mittlere Spannung. S_0, C und τ_0 sind charakteristische Materialkonstanten. Diese wurden für Flint-Gläser von verschiedenem Bleigehalt bestimmt (s. Tabelle XXII).

Tabelle XXII.

Glasart	Optischer Typus	Schott-Typus	Proz. PbO	τ_0	S_0	C
Schwerstes Flint	778 265	O 198	70,0	469,4	— 0,181	23,5
"	717 295	O 41	61,0	473,3	0,480	58,3
Schwer-Flint . .	649/338	O 102	50,5	494,2	0,291	66,3
Mittleres Flint .	613/369	O 118	43,0	490,4	0,205	73,8
Leicht-Flint . .	577/414	O 340	33,5	485,1	0,142	45,6
" . .	548/459	O 378	25,7	497,6	0,146	45,0

Für die Konstanten C und S_0 ergibt sich ein ausgesprochenes Maximum zwischen 40 und 60 Proz. PbO. Diese extremen Werte schreiben die Autoren dem Auftreten einer anderen Bindungsweise von Blei und Kieselsäure an dieser Stelle zu. Die Extrapolation der Kurve deutet einen Vorzeichenwechsel der Konstanten C und S_0 bei etwa 76 Proz. Bleigehalt an, bei welchem Wert ein Glas bei beliebigen mechanischen Deformationen spannungsfrei bleiben müßte, was mit dem Pockelsschen Befund gut übereinstimmt. Auch über einen Fall von „polarer“ Doppelbrechung an Gelbglas berichten die Verfasser. Die

von ihnen zu ihren Messungen benützte Apparatur, die hauptsächlich in einem von der Firma C. P. Goerz hergestellten Spezialapparat bestand, ist von Schulz[122]) ausführlich beschrieben. (Vgl. auch § 105.)

Reflexion und elliptische Polarisation.

§ 51. Bei Gläsern sind bisher kaum Beobachtungen bekannt, denen zufolge ihre Absorption von Einfluß auf das Reflexionsvermögen wäre; die Werte der Absorptionskoeffizienten sind dazu zu gering, auch bei Farbgläsern. Trotzdem fand Jamin[123]), daß bei der Reflexion an Glasoberflächen entgegen den Fresnelschen Reflexionsformeln ein linear polarisiert einfallender Strahl elliptisch polarisiert wird. Er nennt Körper positiv, wenn die zur Einfallsebene polarisierte Welle einen Phasenvorsprung vor der senkrecht dazu polarisierten erhält. Gläser sind meist positiv.

Die verbreitetste Theorie darüber geht auf Drude[124]) zurück, der die Erscheinung auf die Wirkung gewisser Übergangsschichten zurückführte. Er stellte sich vor, daß an der Grenze beider Medien durch Adhäsion eine gewisse „natürliche" Übergangsschicht entsteht, welche außerdem durch eine „künstliche", durch Poliermittel usw. hervorgerufene, vergrößert werden kann. Die Ergebnisse neuerer Beobachtungen, insbesondere über den Einfluß des Druckes, sind aber nicht vollständig mit Drudes Theorie in Einklang zu bringen. So konnte Rayleigh[125]) die positive Reflexion an einer stark brechenden Glasplatte in eine negative durch Behandlung mit Polierrot umwandeln. Lummer und Sorge[126]) zeigten, daß die Elliptizität der reflektierenden Fläche durch mechanische Beeinflussung des Mediums wesentlich geändert werden kann, ohne daß man die reflektierende Fläche selbst beeinflußt. Nach Ansicht Schmidts[127]), der eine Untersuchung an 11 verschiedenen Jenaer Gläsern durchgeführt hat, wird die Elliptizität durch teilweises Eindringen bei der Reflexion in das Medium von dessen Eigenschaften selbst hervorgerufen und die Oberflächenschicht hat bloß eine zusätzliche Wirkung. Nach ihm geben die stark dispergierenden Flint-Gläser elliptische Polarisation bei allen Einfallswinkeln, bei Gläsern mit geringem Dispersionsvermögen findet er einen engeren Bereich der Elliptizität und bei Kron-Gläsern mit geringster Dispersion schließlich nur noch in der Nähe des Polarisationswinkels. Die Zusammensetzung des Glases muß nach seiner Ansicht eine Rolle spielen (was an sich noch nicht gegen die reine Oberflächenschicht-Theorie spräche wegen der sehr verschieden stark hygroskopischen Eigenschaften der Gläser). Eine bemerkenswerte Beobachtung gibt Volke[128])

an: die bei Totalreflexion auftretende Phasendifferenz bei einem Prisma mit einem $n_D = 1,917$ (ca. 80 Proz. PbO) wird durch Druck in entgegengesetztem Sinn beeinflußt wie bei schwächer brechenden Gläsern, was im Zusammenhang mit der von Pockels gefundenen Tatsache zu stehen scheint, daß Flint-Gläser mit über 76 Proz. PbO Gehalt bei Druck positive Doppelbrechung zeigen.

Neuerdings sind von Kynast[129]), Hebeker[130]) und H. Schulz[131]) verschiedene Versuche gemacht worden, um auch den Einfluß des Druckes auf die Erscheinung der elliptischen Polarisation zu beschreiben. Die Oberflächenschicht wird dabei als anisotrop und damit doppelbrechend aufgefaßt. Die Anisotropie soll hervorgerufen werden durch Molekularspannung in der Oberflächenschicht, doch weist Schulz darauf hin, daß das vorliegende Beobachtungsmaterial noch nicht ausreicht, um zu entscheiden, welchen Formeln der beste Darstellungswert zukommt, insbesondere müßten noch systematische Untersuchungen an Reihen von gleichartig zusammengesetzten Gläsern vorgenommen werden.

Daß die Übergangsschichten in der Praxis eine Verminderung des Reflexionsvermögens herbeiführen können — durch allmähliches Anwachsen des Brechungsindex in endlicher Schichtdicke — bemerkt Bichowsky[132]). der die Ursache in einer Wasseradsorption sucht. Auch andere adsorbierte Substanzen sollen diesen Effekt hervorrufen.

Elektro- und Magneto-Optik.

§ 52. Kerr-Effekt. Kerr entdeckte an Gläsern die elektrische Doppelbrechung im homogenen Feld, eine Beobachtung, die von Himstedt bestätigt wurde. Tauern untersuchte eine Reihe Jenaer optischer Gläser und stellte den Effekt vor allem an Flint-Gläsern fest. Die Größe der Kerr-Konstante B ist definiert durch die auftretende Doppelbrechung in Wellenlängen $d\lambda = B\frac{P^2 l}{a}$, wobei a und l die Dicke und Länge des untersuchten Materials in Zentimetern und P das Potential ist. Der Wert der Kerr-Konstanten ist aus folgender Tabelle XXIII für Flint-Gläser zu entnehmen (für die D-Linie).

Mit steigendem Bleigehalt nimmt die Konstante erheblich zu. Bei Quarzglas konnte keine elektrische Doppelbrechung festgestellt werden. Die Konstante ist in hohem Maße von der Wellenlänge abhängig; sie wächst bei einem Flint 717/295 (O 41) mit 61 Proz. PbO Gehalt von $\lambda = 594\ \mu\mu$ bis $\lambda = 441\ \mu\mu$ auf mehr als das Doppelte. Tauern bestimmte auch mit Hilfe der Pockelsschen Werte den Einfluß der durch das angelegte Potential hervorgerufenen mechanischen Doppel-

Tabelle XXIII.

Glasart	Optischer Typus	Schmelz-Nr.	Proz. SiO_2	Proz. PbO	$B \cdot 10^9$
Leicht-Flint . . .	548/459	O 378	59,3	27,5	0,093
„ . . .	577/414	O 569	54,1	36,3	0,354
Mittel-Flint . . .	613/369	O 118	46,6	43,8	0,595
Schwerst-Flint . .	717/295	O 41	34,7	61,0	0,952
„ . .	754/275	O 165	31,2	65,5	1,057
„ . .	778/265	O 198	27,2	71,0	1,275

brechung; die sich dadurch ergebende Korrektur lieferte dann in allen Fällen positive Werte der Konstanten. (Vgl. auch § 56.)

§ 53. **Faraday-Effekt.** Wenn ein polarisierter Lichtstrahl einen „magneto-optisch aktiven" Körper von der Länge l in der Richtung der magnetischen Kraftlinie eines Feldes $\mathfrak{H}$ durchsetzt, so ist der Drehungswinkel α des Lichtstrahles

$$\alpha = C \cdot \mathfrak{H} \cdot l,$$

wobei C die sogenannte Verdetsche Konstante ist. Bekanntlich wurde von **Faraday** die magnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes an einem Borat-Flint entdeckt. Für dieses „Faraday-Glas"[20] betrug die Konstante 0,0566 Winkelminuten für die D-Linie. Anders lautende nachträgliche Bestimmungen beruhen wohl auf verschiedener Zusammensetzung des Glases, das sich nicht mehr genau reproduzieren läßt. **H. du Bois**[134]) gibt für eine Reihe von Jenaer Kron- und Flint-Gläsern folgende Werte der Verdetschen Konstanten C mit der

Tabelle XXIV.

Glasart	Schmelz-Nr.	n_D	C_D
Fluorit		1,4349	0,0091
Borat-Kron	S 204	1,51007	0,0163
Leichtes Borat-Kron	O 1092	1,51698	0,0196
Silikat-Kron mit hoher Dispersion	O 1151	1,52002	0,0234
Mittleres Phosphat-Kron . . .	S 179	1,56207	0,0161
Schweres Barium-Silikat-Kron .	O 1143	1,57422	0,0220
Leichtes Silikat-Flint	O 451	1,57524	0,0317
Schweres Silikat-Flint	O 469	1,64985	0,0442
„ „	O 500	1,75130	0,0608
Schwerstes Silikat-Flint	S 163	1,88995	0,0888
Quarzglas		1,45843	0,0007

Drehung α_D in Winkelminuten für die D-Linie, bezogen auf die Länge 1 cm in einem Felde von der Intensität 1 $cm^{-1/2} \cdot g^{1/2} \cdot sec^{-1}$.

Nur das Phosphat-Kron und das Kron mit hoher Dispersion bilden eine Ausnahme in der Reihe, der mit dem Brechungswert zunehmenden Werte. Die Konstante wächst außerdem mit der abnehmenden Wellenlänge des Lichtes von rot bis violett auf das Drei- bis Vierfache.

Die elektrischen, mechanischen und thermischen Eigenschaften des Glases.

Elektrische und magnetische Eigenschaften.

§ 54. Magnetismus. Die magnetische Suszeptibilität $\varkappa$ von 10 verschiedenen optischen und einigen anderen Gläsern bestimmte J. Königsberger[135]) durch die Differenz der ponderomotorischen Wirkungen eines magnetischen Feldes auf eine Flüssigkeit bekannter Suszeptibilität und auf das betreffende Glas. Für den Magnetismus des Glases macht er vor allem das para-ferromagnetische Verhalten der im Glase spurenweise vorhandenen Eisenmanganverbindungen in Wechselwirkung mit dem Diamagnetismus der Kieselsäure und der anderen Glasoxyde verantwortlich. Je reiner die Gläser von Verunreinigungen, desto ausgeprägter ist offenbar ihr Diamagnetismus; so sind z. B. alle die gemessenen optischen Gläser diamagnetisch (vgl. Tabelle XXV). Einige dieser Gläser zeigen eine deutliche Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Feldstärke H. Diese Abhängigkeit schreibt Königsberger ebenfalls dem Einfluß der Eisenmanganverbindungen zu. Der Mangangehalt der Gläser ist in Gewichtsprozenten in der Tabelle angegeben, der Eisengehalt ist ihm ungefähr äquivalent. Hysteresiserscheinungen wurden nicht beobachtet.

Einige Handelsgläser mit etwas größerem Eisen- und Kobaltgehalt ergaben paramagnetische Werte von $\varkappa = + 2{,}15 \cdot 10^{-6}$ (Kobaltglas) und $\varkappa = 23{,}3 \cdot 10^{-6}$ für ein gelbgrünes Kathetralglas. Königsberger weist noch darauf hin, daß im allgemeinen die Elemente mit geringem Atomvolumen paramagnetische Eigenschaften zeigen.

§ 55. Dielektrizitätskonstante. Über die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante von der Frequenz wurde schon in den §§ 11 und 12 berichtet. Wenn man mit Debye die Einstellungen der molekularen Dipole in das elektrische Feld als einzige Ursachen der anomalen Dispersion im Bereiche der Hertzschen Wellen ansieht — die Verschiebung der Elektronen aus ihrer Ruhelage liefert in diesem Bereich

Tabelle XXV.

Glasart	Fabrik-nummer	n_D	Oxyde mit über 10 Proz. Gewichtsanteil	Oxyde mit unter 10 Proz. Gewichtsanteil	MnO_2 in Proz.	$-\varkappa \cdot 10^6$ für $H =$ 1350	2200
Borosilikatkron	O2259	1,4941	$SiO_2 B_2O_3$	$Na_2O\,Al_2O_3$ $K_2O\,As_2O_3$	0,01	0,90	0,90
Boratkron . . .	O2253	1,5109	$SiO_2 K_2O$	$B_2O_3\,Na_2O$ $CaO\,As_2O_3$	0,01	0,93	0,93
Silikatkron . .	O2161	1,5097	$SiO_2 K_2O$ ZnO	$Na_2O\,B_2O_3$ As_2O_3	0,05	0,85	0,89
Silikatkron . .	O1282	1,5223	$SiO_2 K_2O$ BaO	$Na_2O\,ZnO$ $B_2O_3\,PbO$ As_2O_3	0,10	0,59	0,61
Schwerbarion .	O2236	1,6123	$BaO\,SiO_2$	$ZnO\,B_2O_3$ $Al_2O_3\,As_2O_3$	0,05	0,95	0,95
Boratflint . . .	O1614	1,5435	$SiO_2 B_2O_3$ PbO	$Al_2O_3 K_2O$ $Na_2O\,As_2O_3$	0,05	0,78	0,78
Leichtflint . . .	O2178	1,5809	$SiO_2 PbO$	$K_2O\,Na_2O$ As_2O_3	0,05	0,91	0,93
Schwerflint . .	O2234	1,6907	$PbO\,SiO_2$	$K_2O\,As_2O_3$	0,04	1,01	1,01

nur einen kleinen Beitrag zur Dielektrizitätskonstante —, so können Gläser als typisch amorphe Substanzen mit praktisch unendlich großer innerer Reibung diese Erscheinung ebensowenig zeigen wie Kristalle im Gegensatz zu Flüssigkeiten. In der Tat hat dies Rubens[37, 38, 39]) durch seine Untersuchungen zeigen können. Danach sind im elektrischen Teil des Spektrums keine Resonanzgebiete schwingungsfähiger Gebilde der betreffenden Eigenfrequenz zu durchschreiten, welche den Wert des Quadrates des Brechungsexponenten merklich beeinflussen würden. Die geringe Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante, welche z. B. E. Schott[136]) beobachten konnte, erklärt sich wohl durch Nachwirkungserscheinungen (vgl. § 61). Die Abweichungen liegen bis herab zur kleinsten gemessenen Wellenlänge von $\lambda = 300$ m immer unter $^1/_2$ Proz. und im Sinne einer Abnahme der Dielektrizitätskonstante mit abnehmender Wellenlänge (vgl. § 62).

Die Werte der Dielektrizitätskonstante steigen von den leichtesten Silikatgläsern von der Größe 4,00 [Pirani[137]) bei Glas *VS* 3393], gemäß der Dielektrizitätskonstante des Quarzglases von 3,75 bis zur Größe 16,2 beim 80 proz. Bleisilikatglas. Eine gewisse Parallelität mit den Werten der Dichte ist zweifellos vorhanden, wenn auch nicht in allen Einzelheiten (vgl. Tabelle XXVI).

Tabelle XXVI.

Dielektrizitätskonstante ε und Dichte s von optischen Gläsern der Sendlinger optischen Glaswerke nach Messungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Glasart	Optischer Typ	Schmelznummer	ε	s
Borosilikatkron	516/640	P 2235	6,2	2,53
Krone mit höherer Dispersion	537/512	P 2650	6,7	2,76
(Antimon) Fernrohrflint . .	523/513	P 2543	4,8	2,56
Schwerbarion	614/564	P 2618	7,6	3,57
Leichtflint	569/426	P 2471	6,5	3,04
Mittelflint	620/362	P 2449	6,8	3,62
Schwerflint	717/295	P 2276	8,5	4,47

Der Ausdruck für die spezifische Raumerfüllung der Moleküle $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$ ist nicht proportional der Dichte, wie die **Clausius-Mosottische** Formel verlangt. Dies kann aber auch daran liegen, daß die Dichte selbst keine additive, sondern eine besonders stark konstitutive Eigenschaft der Glasbestandteile ist. Eine Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante bei einem Glase stellten Gray und Dobbie[161]) im Sinne eines Abnehmens mit steigender Temperatur fest.

§ 56. **Elektrostriktion.** Zu elastisch-mechanischen Deformationen und Spannungen im Inneren des Dielektrikums führt die ponderomotorische Wirkung des elektrischen Feldes auf den in ihm befindlichen Körper. Wächst die Dielektrizitätskonstante durch äußeren Druck, so muß sich der Körper im Felde zusammenziehen. Die Elektrostriktion wurde an Glas, vor allem von Quincke[138]) untersucht. Die relative Abnahme des Glasvolumens ist mit steigender elektromotorischer Spannung um so größer, je dünner die Wandung und je größer die Kühlspannung des untersuchten kugelförmigen Thermometerkondensators war. Der Größenordnung nach wächst die relative Volumzunahme $\frac{\Delta v}{v} \cdot 10^6$ bei einer ungefähren Spannung von 20 K.-V. auf die Zahl 14 an (englisches Flintglas), bei versilberten Glasfäden war die Verlängerung ungefähr proportional dem Quadrat der angelegten Spannung.

Später wurde die Frage von W. Wüllner und M. Wien[133]) mit größter Genauigkeit untersucht. Sie fanden, daß die durch die Elektrostriktion bewirkte Vergrößerung des inneren Volumens von Kugeln und Zylindern der Kondensatoren im allgemeinen kleiner war, als sie nach

dem akustisch und durch Kompression bestimmten Wert des Elastizitätsmoduls sein müßte. Diese Differenz hängt von der Glassorte ab. sie ist am größten bei Flint, am kleinsten beim Thüringer Glas. So betrug der Wert des Elastizitätsmoduls bei einem englischen Flintglas (Nr. 15) 9040 kg/mm^2 bei der Messung aus Elektrostriktion, 5970 kg/mm^2 akustisch und 4780 kg/mm^2 aus Kompression.

Der durch die Anziehung der Ladungen eines Kondensators auf das Glas durch Elektrostriktion ausgeübte Druck bewirkt Anisotropie und Doppelbrechung von der Größe (in Wellenlängen ausgedrückt)

$$d\lambda = \frac{P^2 l}{a^2}\left(C \cdot \frac{\varepsilon}{8\pi}\right) \qquad (1)$$

(P Potential, a Dicke, l Länge des Glasstückes, C Proportionalitätsfaktor nach Pockels, vgl. Ann. d. Phys. **7**, 745, 1902). Dieser piezooptische Effekt, der nach Pockels (vgl. § 48, Fig. 14) bis auf die schwersten Flintgläser negativ ist, muß vom gesamten, gemessenen Koeffizienten (§ 52, Tabelle XXIII) abgezogen werden, um den reinen elektrooptischen Effekt zu erhalten. Tauern[133]) berechnet aus seinen Werten und denen von Pockels im C.G.S.-System die reine elektrooptische Kerrkonstante $B' = B + C \cdot \frac{\varepsilon}{8\pi}$ in Wellenlängen und schließlich die absolute Kerrkonstante K für eine Reihe von Flintgläsern.

Tabelle XXVII.
Absolute Kerrkonstante für Flintgläser nach Tauern-Pockels.

Glasart	PbO in Proz.	C Pockels	$C \cdot \frac{\varepsilon}{8\pi} 10^8$	$B \cdot 10^8$	$B' \cdot 10^8$	$K \cdot 10^{13}$
O 658	25	0,0639	0,121	— 0,12	0	0
O 3031	30,6	0,05	0,107	+ 0,186	0,293	1,7
O 5093	50,5	0,0444	0,109	+ 0,56	0,669	3,9
O 4818	70	0,0232	0,089	+ 0,901	0,99	5,8
S 350	80	0,0325	0,175	+ 1,56	1,385	8,1

Beim Glas O 658 war also die negative Kerrkonstante nur durch den überlagerten negativen piezooptischen Effekt vorgetäuscht. Daß Tauern bei anderen Gläsern keinen Kerreffekt fand, kann also leicht an der Kompensation beider Effekte in diesen Fällen liegen. (Vgl. § 52.)

§ 57. **Elektrolyse.** Die Erforschung des Leitvermögens des Glases hat wesentlich zur Entwicklung der Anschauung über das Leitvermögen und die Elektrolyse geschmolzener Salze überhaupt beige-

tragen. Daß Glas bei hoher Temperatur elektrisch leitet, hat zuerst Cavendish bemerkt (vgl. z. B. R. Lorenz[167]). Faraday[140]) erkannte 1834 sogleich auch den elektrolytischen Charakter der elektrischen Leitfähigkeit des Glases, wobei er den bemerkenswerten Satz aufstellte, dessen Ergebnis den Glaschemikern späterer Zeit offenbar noch lange verborgen war: „Viele der Gläser, die aus Kieselsäure, Alkalien und Bleioxyden gebildet sind, lassen sich für kaum mehr als für bloße Lösungen der Substanzen ineinander ansehen". Aber erst zwanzig Jahre später wurde die elektrolytische Leitung des Glases messend verfolgt und festgestellt, einerseits durch Buff[141]), der aber die Abnahme der Leitfähigkeit bei konstanter Spannung mit der Zeit fälschlicherweise einer Polarisation glaubte zuschreiben zu müssen, andererseits durch Beetz[142]), der später an drei Gläsern eine ausführliche quantitative Untersuchung folgen ließ. Der klassische Beweis für die Elektrolyse des Glases gelang aber erst Warburg[143]). Es wies sie an einem Reagensglas nach, daß innen und außen Quecksilber als Elektroden hatte. Um hinreichende Leitfähigkeit zu erhalten, wurde auf 300° erhitzt. Unter den Versuchsbedingungen sank der durchgehende Strom nach einer Stunde auf etwa ein Tausendstel des ursprünglichen Wertes. Wird Natriumamalgam als Anode verwandt, so bleibt der Strom konstant. Warburg schließt aus seinen Versuchen, daß die Leitfähigkeit des Glases vorwiegend aus dem in ihm gelöst zu denkenden Na_2SiO_3 hervorgebracht wird. Die Beweglichkeit der SiO_3-Ionen ist aber praktisch null gegen die der Na-Ionen, so daß an der Anode infolge der Auswanderung der leicht beweglichen Na-Ionen eine Schicht von äußerst geringer Leitfähigkeit entsteht. Bei Natriumamalgam als Anode wandert quantitativ das Natrium wieder in diese Schicht und das Glas bleibt in jeder Beziehung völlig unverändert. Eine weitere Stützung erfahren diese Anschauungen durch die folgenden Arbeiten von Warburg und Tegetmeier[144]), vor allem durch das elektrolytische Verhalten des Bergkristalls. Tegetmeier[145]) versuchte ferner die Einführung anderer Kationen als K, Ca, Mg, Al, Zn, Sn, Bi, Au, Li aus Amalgamen, aber er erhielt nur bei Lithium eine Einwanderung unter gleichzeitiger entglasungsartiger Erscheinung. Auch Farbgläser werden durch Natriumeinführung nicht verändert. Die Ergebnisse von Warburg und Tegetmeier wurden von W. C. Roberts-Austen[146]) teilweise später nochmals publiziert.

§ 58. Die Einführung von anderen Kationen und die genauere Aufklärung über die Art und Bildung der schlecht leitenden Schicht gelang späteren Forschern. Heydweiller und Kopfermann, Le Blanc

und Kerschbaum sowie Günther-Schulze. Heydweiller und Kopfermann[147]) führen die Kationen nur aus ihren geschmolzenen Salzen (zum Teil sogar gemischt mit Kali- und Natron-Salpeter!) in das als Reagens-Röhre gestaltete Glas ein. Untersucht wurde ein leicht schmelzbares Thüringer Natron-Glas und ein schwerer schmelzbares Kali-Glas, beide von Schilling in Gehlberg. Ihre Versuche sind nur qualitativer Art. Beim weiteren Erwärmen nach der Einführung der Metallionen traten häufig typisch kolloidale Färbungen auf. „Macht man die wahrscheinliche Annahme, daß bei Einführung eines neuen Kations in das Glas der Widerstand desselben größer oder kleiner wird, je nachdem seine Beweglichkeit kleiner ist oder größer, als die des von ihm verdrängten Kations, so ergibt sich aus den Versuchen die folgende Reihenfolge für die Beweglichkeit der Kationen im Glase bei den nebenstehenden Temperaturen:

$Na > K$	bei	300°—400°,	$Cu > Na$	bei	350°,
$Ba > Na$	„	330°—450°.	$Cu < K$	„	350°—450°.
$Sn < K$	„	250°—300°,	$Fe > Sn$	„	290°—360°,
$Na > Sn$ K	„	400°,	$Fe = Na$	„	400°,
$Pb > Na$	„	350°—450°,	$Ag > Na$	„	230°—400°.

Wie man sieht, wechselt in einigen Fällen die Reihenfolge mit der Temperatur. Mehr als eine ungefähre Reihenfolge läßt sich vorderhand nicht aus den Versuchen entnehmen.“ Auch diese Reihenfolge scheint in einigen Fällen unrichtig. Unter wesentlich reineren Versuchsbedingungen und vor allem unter quantitativer Kontrolle durch Wägung führt Günther-Schulze[148]) aus reinen Metallanoden eine Reihe von Metallen ins Glas ein. Die Versuche von Warburg ergänzt er vor allem dahin, daß er das quantitative Einwandern von zweiwertigem *Hg* ins Glas feststellte, während jener die Quecksilberelektroden für unlöslich hielt. Das Glas bleibt dabei farblos. „*Cd*, *Bi*, *Pb*, *Sn*, *Fe*, *Cu* scheinen nur dann quantitativ in das Glas hineinzuwandern, wenn sie oxydfreie Oberflächen haben. Anoden aus Metalloxyden scheinen unlöslich zu sein.“ Ebenso erweisen sich Graphit und Platin als Anoden quantitativ unlöslich. „Durch Einführung von Lithium und Silber verringert sich der Widerstand des Gases, durch Einführung von *K*, *Tl*, *Cu*, *Fe* wird er beträchtlich, durch *Cd*, *Hg*, *Pb*, *Bi*, *Sn* sehr stark erhöht. Der Widerstand der durch Einführung von *Cd*, *Hg*, *Pb*, *Bi*, *Sn* sowie der durch unlösliche Anoden gebildeten Schichten nimmt in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Warburg und Tegetmeier mit abnehmender Stromstärke sehr stark zu. Der Widerstand der durch

K und *Na* gebildeten Schichten ist von der Stromstärke unabhängig. Mit der Temperatur ändert sich der Widerstand der schlechtleitenden Schichten viel weniger als der des unveränderten Glases." Aus gemessener Kapazität und aus der mit Hilfe eines Ansatzes berechneten Dicke der schlechtleitenden Schicht bestimmte Günther-Schulze die Dielektrizitätskonstante derselben bei unzersetzbarer Anode zu 4,5 bis 5,7, was gut übereinstimmt mit der Dielektrizitätskonstante des Quarzes von 4,5. Die mehr chemisch orientierte frühere Arbeit von Le Blanc und Kerschbaum[149]) befaßt sich ebenfalls vor allem mit der Natur der schlechtleitenden Schicht. Rein experimentell durch Abschleifen stellen sie die Dicke derselben auf 0,025 bis 0,045 mm fest nach einem Stromdurchgang von 25 Stunden bei 312^0 und 390 Volt angelegter Spannung. Das verwandte Glas war „ein weiches Thüringer Glas mit viel Na_2O (9 Proz.) und wenig K_2O". Die Beweglichkeit der *Na*-Ionen bestimmten sie zu 10^{-8} cm/sec/Volt. Vier Fünftel des vorhandenen Natriums wandert in die *Hg*-Kathode, der Rest scheint nicht wanderungsfähig, doch entgeht den Verfassern das von Günther-Schulze festgestellte Einwandern von *Hg* auf der Anodenseite, weshalb sie über den Verbleib der Ladung des Anions ($SiO_3 + x\,SiO_2$) Untersuchungen anstellten. Sie glaubten auch die Bildung von Sauerstoff, der sich bei hohen Temperaturen austreiben ließ, aus dem Zerfall von SiO_3 nachweisen zu können.

§ 59. Elektrische Leitfähigkeit und ihre Temperaturabhängigkeit. Le Blanc und Kerschbaum[149]) trieben auch durch erschöpfende Elektrolyse alle wanderungsfähigen Natriumionen — ein Rest von 4—8 Proz. blieb undissoziierbar in der schlecht leitenden Masse zurück — aus den Glasplättchen aus und fanden, daß dann für dessen geringe, aber ziemlich konstant bleibende Leitfähigkeit nicht mehr das Ohmsche Gesetz gilt — wie Warburg für die Leitung mit nicht polarisierbaren Elektroden feststellte —, sondern eine quadratische Beziehung zwischen Strom und Spannung: $I = W \cdot E^2$, welche an die Elektrizitätsleitung in verdünnten Gasen erinnert. Sie nehmen außerdem an, daß die Leitung dann ohne Massentransport, also nur durch Elektronen vor sich geht. Zwar die Möglichkeit von Elektronenleitung besteht, aber die Beweise von Le Blanc und Kerschbaum sind wohl nicht zureichend. Ebenso glaubte neuerdings auch H. Poole[150]) durch ein kleines qualitatives Experiment die rein metallische Natur der Leitfähigkeit von elektrolytisch unverändertem Glas nachgewiesen zu haben, doch gestatten die beschriebenen Versuche auch eine andere Deutung. Dagegen erscheint eine andere Möglichkeit gegeben, welche

Günther-Schulze[152]) in einer Notiz veröffentlicht, die ihrerseits wieder durch andere quantitative Untersuchungen von H. **Poole**[151]) angeregt wurde. Der letztere konnte die spezifische Leitfähigkeit von Glas bei konstanter Temperatur von 14° und 74° und hoher elektrischer Feldstärke X durch den Ausdruck beschreiben:

$$\varkappa = e^{a + bX} \tag{2}$$

wo a und b Temperaturfunktionen bedeuten. Im Einvernehmen mit diesen Ergebnissen leitet nun **Günther-Schulze** eine Beziehung für die Stromdichte i_0 der Elektronen ohne und i mit Stoßionisation ab:

$$\varkappa = \frac{i}{x} = \frac{i_0 \cdot e^{aXL}}{x} \tag{3}$$

wo L die Plattendicke bedeutet. Er nimmt also auch an, daß bei Glas unter hinreichender großer Feldstärke Elektronen durch Stoß abgespalten werden können und untersuchte die beiden Fälle, daß nur an der Kathode, und daß auch im Glas selbst freie Elektronen vorhanden sind. Die experimentelle Nachprüfung steht noch aus. Schon früher hat J. **Königsberger**[154b]) auf den Einfluß der metallischen Leitung neben der elektrolytischen bei Glas hingewiesen. Nach ihm leiten die Alkalisilikate und die analogen Verbindungen von salzartigem Charakter elektrolytisch, während der Überschuß an (gelösten) Oxyden bei niedrigen Temperaturen eine — äußerst schwache — Elektronenleitung zeigt. Gemische von Oxyden, die nicht ausgesprochenen Salz-Charakter tragen, sollen primär nicht elektrolytisch leiten, nur die Verunreinigungen bewirken eine derartige Leitung.

So interessant diese Betrachtungen und Beobachtungen sind, so ist doch die Leitfähigkeit des Glases vorwiegend, mindestens bei niedrigen Feldstärken, als elektrolytischer Natur zu betrachten. Dafür spricht vor allem auch seine starke mit der Temperatur annähernd exponentiell ansteigende elektrische Leitfähigkeit. Diese wird hinreichend beschrieben durch das von **Rasch** und **Hinrichsen**[153]) aus dem **van t' Hoff**schen Gesetze abgeleitete und u. a. von **Baumeister** experimentell bestätigte Temperaturgesetz

$$\ln \sigma = \frac{B}{T} + C \text{ bzw. } \ln \varkappa = -\frac{B}{T} + C' \tag{4}$$

wo B und C Materialkonstanten und T die absolute Temperatur bedeuten. In B steckt die Dissoziationswärme und die Veränderung der Ionenreibung mit der Temperatur.

Schreibt man $C' = \ln \varkappa_\infty$, so wäre $\varkappa_\infty$ die Grenzleitfähigkeit bei der Temperatur $T = \infty$ oder der Koeffizient der Exponentialfunktion, welche die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit des Glases ausdrückt. $\varkappa_\infty$ ist nach Ambronn[157]) bei Natron-Kalkgläsern proportional dem dissoziierbaren (wanderungsfähigen) Gehalt sowohl an Na_2O wie an CaO. Auch J. Königsberger[154c]) gibt für Ionenleitung in Elektrolyten eine ähnliche exponentielle Temperaturformel, für deren vereinfachte Form Dietrich[160]) die Koeffizienten für zwei Gläser angibt. Aber sowohl die Werte des letzteren wie vor allem die bei Bleigläsern von Bollé[158]) geben eine merkliche Abweichung von dem exponentiellen Temperaturgesetz, insofern die gemessenen Werte der Leitfähigkeit bei höheren Temperaturen nicht so stark zunehmen als der Formel entspräche. Während andere solche Abweichung für Meßfehler halten, führt sie Dietrich auf eine Veränderung der Dissoziationswärme mit der Konstitution des Glases zurück (eine übrigens auch aus anderen Erscheinungen bei Glas nicht unwahrscheinliche Annahme). Vielleicht hängen damit auch andere Unregelmäßigkeiten zusammen, z. B. die verschiedenen Werte der Leitfähigkeit bei zu- und abnehmender Temperatur, die zuweilen gefunden wurden (z. B. Ambronn[157])).

§ 60. Leitfähigkeit und Zusammensetzung. Eine große Zahl von Arbeiten geht auf eine Feststellung des Zusammenhanges von elektrischer Leitfähigkeit und Zusammensetzung der Gläser aus (meist neben einer Bestimmung der Temperaturfunktion). Da die Gläser Gebrauchsgläser waren und aus mindestens 4—5 Komponenten bestanden, so ist auf Grund der verwickelten und noch teilweise unaufgeklärten Vorgänge bei der Elektrolyse (s. d.) eine einfache Beziehung nicht zu erwarten. Außer von Warburg und seinen Schülern Tegetmeier, Denizot[159]) und Bollé[158]) wurde die elektrische Leitfähigkeit des Glases von einer großen Zahl von Forschern[167]) untersucht, so von G. Foussereau[161]), W. Thomson[165]) und seinen Mitarbeitern Th. und A. Gray und J. J. Dobbie[162, 163, 164]) in neuerer Zeit von Dietrich[160]) und R. Ambronn[156, 157]), sowie von Baumeister[155]). Die wesentliche Feststellung ist, daß Na_2O und K_2O Gehalt die Leitfähigkeit erhöht, dagegen PbO und BaO sie erniedrigt, daher der Befund, daß Gläser bei höherem spezifischen Gewicht im allgemeinen schlechter leiten (Denizot, Gray, Bollé, Baumeister). Borsäure wirkt stark widerstandsvermehrend (Bollé). Einige der zahlenmäßigen Werte finden sich in Tabelle XXVIIIa und b, die Zusammensetzung der Gläser in Tabelle XXVIIIc; auf eine zusammenfassende schaubildliche Darstellung ist

wegen der teilweise schlechten gegenseitigen Anpassung der verschiedenen Resultate verzichtet.

Um dem Zusammenhang der Leitfähigkeit mit der Zusammensetzung des Glases näher zu kommen, wurde von R. Ambronn[157]) eine Reihe systematisch geänderter Natronkalkgläser (Spezialschmelzen) untersucht. Er fand, außer einer recht genauen exponentiellen Temperaturabhängig-

Tabelle XXVIIIa.

Leitfähigkeit $\varkappa \cdot 10^{12}$ in rez. Ω/cm^3 nach Bollé.

Glasart und Typ	Bezeichn. d. Autors	100°	125°	150°	175°	200°
	a	132	462	2650	8700	26300
VS 1419	b	103	456	1692	5854	17800
	c	542	302	1400	4740	—
Gewöhnl. Silikat-Kron O 512	d	0,395	123	398	198	—
	e	0,0406	0,179	0,904	3,38	—
„ „ O 60	f	0,0132	0,0672	0,425	2,32	—
Flint	g	0,00503	0,0104	0,0413	0,261	1,86
Leicht-Flint . . . O 726	h	0,00542	0,0418	0,221	1,57	7,69
„ . . . O 569	i	0,0025	0,015	0,0684	0,668	2,544
Mittel-Flint . . . . O 103	o	0,00233	0,00994	0,039	0,116	0,393
Borosilikat-Kron . . O 144	k	0,012	0,0703	0,334	1,59	6,90
Leicht-Barint . . . O 846	l	0,0190	0,0416	0,0968	0,5076	2,38
	m	0,0132	0,0332	0,10	0,411	1,68
Schwer-Barion . . . O 1209	n	0,00256	0,0134	0,0406	0,106	0,374

Tabelle XXVIIIb.

Leitfähigkeit $\varkappa \cdot 10^7$ in rez. Ω/cm^3 nach Baumeister.

Glasart	t	$\varkappa \cdot 10^7$	t	$\varkappa \cdot 10^7$	t	$\varkappa \cdot 10^7$	t	$\varkappa \cdot 10^7$
Thüringer Glas von Schilling	250	4,49	400	487,3	489	3290	—	—
Kaliglas von Schilling	254	0,00445	400	0,0534	500	2,244	602	0,701
Jenaer Geräteglas .	250	6,77	400	415,8	489	2,100	—	—
Jena 16 III	250	2,5	409	90,8	500	345	600	1178
Jena 59 III	250	129	402	4008	502	(13000)	602	(50000)
Jena 397 III	250	18,29	400	1528	490	9099	—	—
Duraxglas	250	27,5	396	1550	500	7178	600	26000
Quarzglas	264	0,00137	401	0,0732	500	0,6313	600	2,48

Tabelle XXVIIIc.

Bezeichn. d. Glases nach Denizot	Bollé	SiO_2	B_2O_3	Al_2O_3	PbO	BaO	ZnO	CaO	K_2O	Na_2O	As_2O_3	Mn_2O_3
I	—	70,54	—	—	—	—	12,0	—	—	17,0	0,4	0,06
II	a	70,0	—	1,5	6,6	—	4,5	—	—	16,8	0,5	0,1
III	b	67,9	—	1,0	8,1	—	5,8	—	—	16,8	0,3	0,1
IV	c	69,64	—	—	2,6	5,0	5,3	—	—	17,0	0,4	0,06
V	d	70,37	2,5	—	—	—	13,5	—	15,0	5,0	0,3	0,04
VI	e	67,62	2,6	—	2,9	—	—	4,5	16,0	6,0	0,3	0,08
VII	f	64,72	2,7	—	—	10,0	2,0	—	15,0	5,0	0,5	0,08
VIII	g	60,67	—	—	19,9	—	—	MgO 1,0	12,0	6,0	0,3	0,13
IX	h	62,74	—	—	23,9	—	—	—	8,3	4,5	0,3	0,06
X	i	52,1	—	—	35,1	—	—	—	8,0	4,5	0,2	0,1
—	o	44,98	—	—	46,2	—	—	—	8,0	0,5	0,3	0,02
XI	—	48,2	—	—	36,0	3,0	—	—	8,0	4,5	0,2	0,10
	k	68,67	8,0	—	—	—	—	2,0	14,5	5,3	1,5	0,03
	l	56,16	—	—	7,7	15,0	8,2	—	11,0	1,5	0,4	0,04
	m	61,02	4,0	—	—	13,5	2,0	—	15,0	4,0	0,4	0,08
	n	39,63	6,0	2,5	—	42,1	9,2	—	—	—	0,5	0,07
Jena 16III		66,9	2,0	2,5	—	—	7,0	7,0	—	14,5	—	—
Jena 59III		71,95	12,0	5,0	—	—	—	—	—	11,0	—	—

keit, daß die Leitfähigkeit dem Gehalt an Na_2O bzw. CaO (mit verschiedenen Faktoren) direkt proportional ist, soweit es sich um den dissoziierten Anteil handelte. Er glaubt, daß von 100 Atomen im Glase, zusammen 11 Atome Na und Ca undissoziierbar festliegen und in diesem Zustand einander gleichwertig sind.

Barus[168]) untersuchte den Einfluß der Dehnung auf den elektrischen Widerstand des Glases und fand eine damit verbundene Abnahme desselben.

Meßmethoden. Die Methoden unterscheiden sich hauptsächlich nach der Art der Elektroden und Form des Meßkörpers. In bezug auf die Elektroden lassen sie sich in zwei Hauptgruppen teilen: 1. Unpolarisierbare Elektroden mit Gleichstrom: Natrium-Amalgam von Warburg und seinen Schülern angewandt (Denizot, Bollé, Le Blanc und Kerschbaum), erreichbare Höchsttemperatur ca. 350°. Geschmolzene Nitrate (Heydweiller und Kopfermann, Baumeister), brauchbar bis zur Erweichung des Glases. Wäßrige Elektrolyte (Perry, Foussereau). 2. Polarisierbare Elektroden mit Wechselstrom, kommu-

tiertem Gleichstrom oder kurzen Stromstößen von Gleichstrom verwandt. Die Identität der Widerstandsmessungen an Glas bei Gleich- und Wechselstrom ist von Bollé nachgewiesen. Quecksilberelektroden (Gray und Dobbie), Rosesches Metall (Beetz). Als feste polarisierbare Elektroden wird ins Glas eingebranntes Platin verwandt (R. Ambronn), zuweilen auch eingeschmolzene Platindrähte.

Die Genauigkeit der Bestimmung der Oberfläche und Dicke des Widerstandskörpers aus Glas spielt ebenfalls eine erhebliche Rolle. Diese ist am besten gewährleistet bei den Methoden, welche sich der Plattenform bedienen oder die flüssigen Elektroden in aufgepreßten Hohlzylindern aus Stahl, Glas usw. heranbringen (Warburg und Tegetmeier, Denizot, Bollé, Beetz, auch Ambronn). Weniger exakt, aber bequemer in der Anwendung ist es, dem Glas die Form eines Reagensrohres oder einer Thermometerkugel zu geben (Warburg, Baumeister, Foussereau, Gray und Dobbie, Günther-Schulze, Poole). Einige geben dem Glas Stangen- oder Zylinderform (Dietrich, Ambronn).

Die Widerstandsbestimmung kann entweder elektrostatisch erfolgen durch Auf- oder Entladen einer Kapazität über den zu messenden Widerstand auf eine gemessene Spannung (Dietrich, Bollé, Gray) oder als Ohmscher Widerstand gemessen werden (Bollé, Baumeister und die meisten anderen). Auch die Nernstsche Kondensormethode zur Kapazitätsmessung für schlechtleitende Substanzen wurde in Anwendung gebracht (Bollé). Die neuerdings zur Verfügung stehende Möglichkeit des Arbeitens mit ganz schwachen Wechselströmen mit Hilfe einer Verstärkerröhrenanordnung, bietet zweifellos für die Widerstandsbestimmung von Gläsern eine besonders geeignete Methode.

§ 61. Kapillar-elektrische Erscheinungen, elektrische Doppelschichten. Bringt man Glas in einen wäßrigen Elektrolyten, so bildet sich an seiner Oberfläche vielleicht durch eine Art Austauschadsorption der Ionen — und teilweise unterstützt durch Quellungserscheinungen — eine elektrische Doppelschicht aus, welche zu einem Potentialsprung Veranlassung gibt. Den gesamten Potentialsprung vom Inneren des Glases bis zur Grenze des Elektrolyten nennt man elektrische Phasengrenzkraft. Er entspricht der Potentialdifferenz, welche nach Nernst bei Metallen in elektrolytischen Lösungen auftreten (Konzentrationsketten) und er ist offenbar denselben Gesetzen unterworfen (z. B. Freundlich[169]) S. 347). F. Haber und Z. Klemensievicz[170]) haben nun mit Thüringer Glas diese Phasengrenzkraft gemessen, indem sie die Änderung der elektromotorischen Kraft bestimmten, welche

eintritt, wenn sie eine Konzentrationskette herstellten, deren eine Elektrode das Glas bildete. Wesentlich war dabei, daß sie das Glas selbst so dünn wählten und sie dadurch auch bei Zimmertemperatur einen so geringen Widerstand hatten, daß das Potential elektrostatisch gemessen werden konnte, wie es bei der Messung von Potentialsprüngen in galvanischen Ketten geschieht. Das von F. Haber und Z. Klemensievicz gefundene Verhalten ihres Glases, das dem einer Wasserstoffelektrode entsprach, wurde neuerdings von H. Freundlich und Rona[171]) bestätigt. Das Verhalten einer solchen „Glaselektrode" war nur abhängig von der Wasserstoffionenkonzentration und nicht von der Natur anderer dem Elektrolyt zugesetzter Ionen. Zum gleichen Ergebnis kommen Hughes[172]) und auch Borelius[172a]), der an gewöhnlichem Thüringer Glas die Forderungen der Haberschen Theorie bei HCl-Lösungen quantitativ erfüllt fand, während KOH-Lösung geringe Abweichung davon zeigte. Wenigstens qualitative Übereinstimmung mit der Theorie stellte derselbe Autor bei Quarz fest.

Von diesem gesamten Potentialsprung (Phasengrenzkraft) sind zu unterscheiden die Potentialsprünge, welche in den Doppelschichten bei elektrokinetischen Erscheinungen in durchströmten Glaskapillaren auftreten. H. Freundlich[169]) S. 341 weist darauf hin, daß hierbei nur der elektrokinetische Teil des gesamten Potentialsprunges wirksam ist, der das andere Verhalten der Doppelschicht gegenüber den geringsten Konzentrationsänderungen in prinzipieller Weise beeinflußt.

Was nun den gesamten Potentialsprung betrifft, so scheint es, als ob die Quellschicht, die sich am Glase ausbildet, je nach ihrer Stärke und damit auch je nach der Glasart die Art des Verhaltens der Glaselektrode insofern beeinflußt, als in manchen Fällen ihr alleiniger Einfluß überwiegend sein kann (Verhalten wie das einer Wasserstoffelektrode) oder aber auch das elektrolytische Verhalten des Glases selbst sich durch Austausch anderer Ionen bei hinreichend geringem Einfluß der Quellschicht als Mischelektrode bemerkbar machen kann. Eine ähnliche, wenn auch im Einzelvorgang etwas andere Auffassung bildete K. Horowitz auf Grund seiner Untersuchungen der Phasengrenzkräfte an widerstandsfähigen (schwer quellbaren) Gläsern aus, von denen er folgende verwendete: (siehe Tabelle XXIX).

Das außerdem untersuchte Thüringer Glas und das mittlere Flint ergaben als Änderung der Phasengrenzkraft beim Übergang sauer-alkalisch in der Lösung des Elektrolyten nahezu den theoretischen Wert einer reversiblen Wasserstoffelektrode, wie bei den oben genannten anderen Autoren. Man kann sich das Verhalten dieser Gläser mit

Tabelle XXIX.

Glasart	Typ	Gehalt an Oxyden über 10 Proz.	Gehalt an Oxyden unter 10 Proz.
Mittel-Flint	O 103	SiO_2, PbO	Na_2O, K_2O
Thermometer-Glas .	59III	SiO_2, B_2O_3, Na_2O	Al_2O_3(Mn_2O_3)
„ .	16III	SiO_2, Na_2O	B_2O_3, Al_2O_3, CaO, Zn, [Mn_2O_3]
Geräte-Glas	1447III	SiO_2, B_2O_3, ZnO	Al_2O_3, Na_2O (As_2O_5
Platin-Einschmelz-Glas	397III	SiO_2, Na_2O	B_2O_3, Al_2O_3, K_2O. [As_2O_5, Mn_2O_3]

(Genaue Zusammensetzung der ersten 3 Gläser siehe Tab. XXVIIIc.)

höherer Quellbarkeit vielleicht so vorstellen, daß an der Oberfläche ein Kieselsäuregel gebildet wird, dessen geringe aber merkliche Konzentration von Wasserstoffionen das Verhalten einer Wasserstoffelektrode ergibt. Die schwerlöslichen Gläser verhalten sich völlig verschieden, und zwar hat man es nach Horowitz dabei mit einer festen Phase zu tun, deren elektrolytische Kraft gegen die Lösung nicht allein durch die Konzentration der Wasserstoffionen bedingt ist. Dabei ergeben die Gläser Jena 59III und 397III in einer natrium-ionenhaltigen Lösung das Verhalten einer reversiblen Natriumelektrode, während Jena 16III und 1447III in einer zinkionenhaltigen Lösung sich wie reversible Zinkelektroden zu verhalten scheinen.

Es ist leicht möglich, daß man auf dem Wege derartiger Untersuchungen äußerst wertvolle Aufschlüsse nicht nur über die Adsorptionsschichten, sondern auch über die Konstitution des inneren Glases erhält.

§ 62. Anomale dielektrische Eigenschaften. Ein homogenes isotropes Dielektrikum ist charakterisiert durch zwei Materialkonstanten, die Dielektrizitätskonstante und die elektrische Leitfähigkeit. Beide Größen sind verbunden durch die Beziehung $\Theta = \frac{\varepsilon}{4\pi\varkappa}$, wobei Θ die Relaxationszeit genannt wird. Dem normalen Verschiebungs- und Leitungsstrom ist im flüssigen und festen Dielektrikum ein anomaler Strom überlagert, der vorwiegend irreversibel verläuft. Zu seiner Erklärung muß man den Boden der klassischen Theorie verlassen und atomistische Vorstellungen heranziehen. Maxwell tut dies gewissermaßen durch Einführung kleiner Inhomogenitäten der Struktur.

Andere nehmen an, daß die Leitfähigkeit nicht konstant sei, sondern durch den Stromdurchgang selbst beeinflußt wird. Diese Vorstellung entspricht einer Art von elektrolytischer Leitfähigkeit durch Ionen, eventuell verbunden mit den Erscheinungen der Wiedervereinigung und des Ionenstoßes. Bei diesem Konvektionsstrom können auch Spuren von Verunreinigungen wesentlich beteiligt sein. Eine dritte Vorstellung nimmt an, daß die Proportionalität zwischen Verschiebung und Feldstärke der klassischen Theorie nicht streng besteht, sondern auch durch die elektrische Vorgeschichte des Dielektrikums bestimmt ist (dielektrische Nachwirkung (Hysteresis).

Da das Glas, abgesehen davon, daß es zweifellos aus einer Mischnng der verschiedenartigst verketteten Molekülgruppen besteht, abgesehen davon, daß die einzelnen Bestandteile in bezug auf elektrolytische Wanderungsgeschwindigkeit sich äußerst verschieden verhalten, noch außerdem verschiedene Gase und Wasser festgelöst enthält, so dürfte es ein ganz komplizierter Fall von Konstitution eines Dielektrikums vorstellen. Folgt man einer einzelnen der oben angedeuteten atomistischen Hypothesen, so dürfte man bestenfalls nichts weiteres erlangen als eine quantitative phänomenologische Beschreibung der Erscheinung. Die innermolekularen Vorgänge beim Glas sind zweifellos komplizierter Natur und bestehen wohl aus einer Überlagerung von Ionisierungsvorgängen und Erscheinungen, wie sie neuerdings durch die Dipoltheorien von Langevin-Debye-K. W. Wagner erfolgreich dargestellt werden. Wenn man wieder den Debye-Rubensschen Vorstellungen über den Aufbau fester amorpher Dielektrika folgt, so wäre zu bemerken, daß die hier beschriebenen Erscheinungen ein abweichendes Verhalten bedeuten. Bei der Kleinheit dieses zeitlichen Effekts jedoch könnte er aber wohl in Zusammenhang gebracht werden mit der geringen, aber immer noch meßbaren Viskosität des Glases bei Zimmertemperatur. Für den Fall merklicher Viskosität könnte ja nach Debye anomale Dispersion auftreten, aber die bei Glas zu erwartende Größenordnung der Abnahme der Dielektrizitätskonstante im Gebiet des elektrischen Spektrums ist so klein, daß sie erheblich unter der bisher erreichten Meßgenauigkeit liegt. Es wurde schon darauf hingewiesen (vgl. § 12), daß bei entsprechender hoher Temperatur ein Dispersionseffekt vorhanden sein kann, wobei es dahingestellt sei, wieweit er wieder durch die Wärmebewegung zerstört wird.

Im konstanten oder langsam veränderlichen Feld tritt bei Glas die sog. Erscheinung der Restladung (elektrisches Residuum) auf, die schon von Kohlrausch[174]) bemerkt wurde. Mit zunehmender Tempe-

ratur scheint die Größe des Rückstandes zuzunehmen. Legt man vor Erreichung des stationären Zustandes neue Spannungen an, so gilt für den Ablauf der Restladung das Superpositionsprinzip (Hopkinson und J. Curie[175]). Zweifellos werden — rein experimentell — die Restladungs- und Nachwirkungserscheinungen (s. a. u. § 63) durch Zwischen- und Oberflächenschichten beeinflußt. Auch scheint dem Verf. die sog. Wasserhaut des Glases als Zwischenschicht erhöhter Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante dabei eine Rolle spielen zu können, sowie die Art der Bearbeitung der Oberfläche, ob geblasen und „feuerpoliert" oder nachträglich bearbeitet und künstlich poliert (meist mit Wasser).

§ 63. Genauer untersucht, weil von großem Interesse für die Kondensatorverluste in der Hochfrequenztechnik, sind die Erscheinungen im Wechselfeld. W. Siemens bemerkte schon, daß ein mit Erwärmung verbundener Energieverlust von unverhältnismäßiger Größe eintritt. Im Gegensatz zur normalen Jouleschen Wärme bezeichnet man sie als Siemens-Wärme. Steinmetz[176]) u. a. finden sie proportional dem Quadrate der Spannung; im allgemeinen ist sie groß bei einem Dielektrikum wie Glas, das auch starke Rückstandsbildung zeigt, während sie bei Bergkristall und Quarzglas nahezu unmerklich ist. Der Energieverlust durch Siemens-Wärme bewirkt ein Nachhinken der Ladung hinter der Spannung und wird ausgedrückt durch den Verlustwinkel δ, welcher die Phasendifferenz zwischen dem kapazitiven Verschiebungsstrom und dem gesamten Strom darstellt.

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\tau}{\Theta} = \frac{2\tau\varkappa'}{\varepsilon} = \frac{\lambda \cdot \varkappa'}{\varepsilon} \qquad (5)$$

In der Leitfähigkeit $\varkappa'$ ist hier nicht nur die spezifische Leitfähigkeit $\varkappa$, sondern auch noch die zusätzliche anomale enthalten. Ist die letztere null, d. h. der Energieverlust nur durch eine konstante spezifische Leitfähigkeit bedingt, so ist der Verlustwinkel direkt proportional der Wellenlänge (unter Voraussetzung konstanter Dielektrizitätskonstante, d. h. außerhalb der Gebiete anomaler Dispersion, in welchem wir uns bei Glas innerhalb des elektromagnetischen Spektrums wohl merklich befinden). Ein großer Verlustwinkel kann sowohl durch gesteigerte Leitfähigkeit oder auch durch eine Abnahme der Dielektrizitätskonstante bedingt sein. Die mehrfachen Gründe der Abhängigkeit dieser Größen von der Wellenlänge sind durch Anführung der oben genannten Hypothesen gegeben, unter anderm auch der einer wirklichen elektrischen Hysteresis. In neuerer Zeit sind die dielektrischen Hochfrequenzverluste an Gläsern ausführlich von E. Schott[136]) untersucht worden. Das

Material gelangt in Form von Flaschen und Platten zur Messung, die Belegungen waren Quecksilber bzw. versilberte Messingplatten. Zur Messung wurde der Glaskondensator durch eine verlustlose Kapazität und vorgeschalteten Widerstand substituiert. Einen Teil der Ergebnisse gibt Tabelle XXX für die Wellenlänge $\lambda = 500$ m wieder. Die Ergebnisse zeigen insofern einen bemerkenswerten Zusammenhang mit denen der elektrolytischen Leitung, als auch hier der Einfluß der Schwermetalle *Pb*, *Ba* (und *Sb*) einen geringen Verlustwinkel bedingt, während dieser durch Alkalien erhöht wird, ebenso durch Tonerde, wenigstens bei gleichzeitiger Gegenwart von Blei (die dielektrisch verlusterhöhenden Oxyde gehören scheinbar den paramagnetischen Elementen an, die verlusterniedrigenden den diamagnetischen, Anm. d. Verf.). Die Frequenzabhängigkeit des Verlustwinkels ist gering und, insoweit die Meßgenauigkeit es feststellen ließ, meist zunehmend mit steigender Frequenz. Dies entspricht bei einer — auch anderweitig festgestellten — unmerklichen Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante einem reinen Nachwirkungsverlust (auch vorstellbar auf Grund eines geringen, eben merklichen Einflusses einer Dipolwirkung). Nur bei zwei Bleigläsern, *O* 381 und *S*, ist die Frequenzabhängigkeit eine umgekehrte, was einem Überwiegen der normalen Leitungsverluste entspricht. Die Temperaturabhängigkeit des Verlustwinkels ist bei allen Gläsern sehr stark, offenbar rein exponentiell, d. h. bei hohen Temperaturen überwiegen immer mehr die reinen Leitungsverluste, von etwa 400° an, so gut wie ausschließlich (vgl. auch Cohn[177]). Ein Einfluß der Glasdicke auf den Verlustwinkel konnte nicht festgestellt werden.

Daß der Einfluß von anomaler Dispersion und Absorption im elektromagnetischen Teil des Spektrums für Glas nur ein sehr geringer sein kann, und infolgedessen auch für die Erscheinungen der anomalen dielektrischen Verluste kaum in Frage kommt, wurde schon mehrfach erwähnt.

§ 64. **Isolationsfähigkeit.** Dieselbe wird durch zwei mehr oder weniger komplexe Eigenschaften bestimmt, nämlich durch die Oberflächenleitfähigkeit und durch die Durchschlagsfestigkeit.

Die **Oberflächenleitfähigkeit** wiederum ist wesentlich beeinflußt durch die Widerstandsfähigkeit des Glases gegen Atmosphärilien. Die sich auf den Gläsern in mehr oder weniger hohem Maße ausbildende (hygroskopische Quell-) Schicht ist von einer so viel höheren Größenordnung der Leitfähigkeit, als die des inneren Glases, daß bei den hier betrachteten Vorgängen die letztere gegen die erstere in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann. Diese leitende Oberflächenschicht des Glases besteht teils aus adsorbiertem, teils aus chemisch gebundenem

Tabelle XXX.

Dielektrischer Verlustwinkel für einige optische Gläser nach E. Schott.

Glasart	Optischer Typ	Schott-Typ	Oxyde mit über 10 Proz. Gewichtsanteilen	Oxyde mit unter 10 Proz. Gewichtsanteilen	n_D	ε	Verlustwinkel (Min.)
Schwer-Flint	778/265	198 b	SiO_2, PbO	K_2O, Na_2O	1,77	11,3	2,60
„	649/338	102 b	SiO_2, PbO	K_2O, Na_2O	1,65	7,85	1,40
Mittel-Flint	620/363	103 a	SiO_2, PbO	K_2O, Na_2O	1,62	7,35	1,39
„	613/369	118 a	SiO_2, PbO	K_3O, Na_2O	1,61	7,35	1,54
Leicht-Flint	603/383	318 a	SiO_2, PbO	K_2O, Na_2O	1,60	7,05	1,84
„	577/414	340 d	SiO_2, PbO	K_2O, B_2O_3, Na_2O	1,58	6,85	1,82
Antimon-Flint	529/518	3439 a	SiO_2, Sb_2O_5, B_2O_3	Al_2O_3, K_2O, Na_2O	1,53	5,54	2,94
Gewöhnliches Silikat-Kron	519/604	3453 a	SiO_2, Na_2O	B_2O_3, K_2O, BaO, ZnO	1,52	6,64	7,85
Borosilikat-Kron	516/640	3832 a	SiO_2, B_2O_3	BaO, K_2O, Na_2O	1,51	6,44	6,80
„	501/659	2188 a	SiO_2, B_2O_3, K_2O	Al_2O_3	1,50	6,13	11,46
Zinksilikat-Kron	530/580	15 a	SiO_2, ZnO, K_2O	B_2O_3, Na_2O	1,53	6,80	6,67
Schwer-Barint	657/363	3269 b	SiO_2, BaO, PbO	ZnO, K_2O, Na_2O	1,66	8,46	1,48
Barint	570/560	7550 a	SiO_2, BaO, ZnO	B_2O_3, PbO, K_2O, Na_2O	1,57	6,80	2,81
Kron mit hoher Dispersion	526/513	381 a	SiO_2, PbO, Na_2O	ZnO	1,53	6,90	22,6
Schwer-Barion	621/569	5970 c	SiO_2, B_2O_3, BaO	Al_2O_3, ZnO, PbO	1,62	8,07	2,25
„	614/564	2994 c	SiO_2, BaO	B_2O_3, Al_2O_3, ZnO	1,61	7,90	2,00
„	611/572	1209 d	SiO_2, BaO	B_2O_3, Al_2O_3, ZnO	1,61	7,80	1,90
Barion	573/575	211 k	SiO_2, BaO	B_2O_3, Al_2O_3, ZnO, K_2O, Na_2O	1,54	7,50	2,68
Fluor-Kron	464/656	7185 a	SiO_2, B_2O_3, Al_2O_3, Fl	K_2O	1,46	5,80	6,14
Borat-Flint	617/436	S 336 a	B_2O_3, PbO	Al_2O_3	1,61	7,05	1,73

Wasser und Gasen (sogenannte Wasserhaut, vgl. auch § 85 Sorption). Da das chemische Verhalten der Gläser außerhalb des Rahmens dieses Berichtes fällt, so sei nur auf einige Literatur und Ergebnisse verwiesen. Der Wasserdampf der Luft, adsorbiertes Wasser und die Kohlensäure bewirken eine Verwitterung besonders der alkalireichen Gläser an ihrer Oberfläche, indem dort Alkalisilikate und schließlich Karbonate gebildet werden, die ihrerseits wieder das Wasser festhalten. Nach Warburg und Ihmori[178]) geht ein Teil dieser Wasserhaut beim Dampfdruck Null weg (temporäre Wasserhaut), der restierende Teil (permanente Wasserhaut) kann durch langes Kochen in Wasser nahezu zum Verschwinden gebracht werden. Die adsorbierte Wasserhaut muß man ihrer Natur nach als Quellschicht ansprechen, ein Analogon zu gewissen Substanzen, die Gel-Bildung zeigen. Mylius[179]) bestimmt die Verwitterbarkeit der Gläser quantitativ durch kolorimetrische Bestimmung des unter gewissen Bedingungen in Lösung gegangenen Alkali- und sonstgen Basengehaltes. Seine Verwitterungsklassifizierung gibt einen guten Anhalt für die Oberflächenisolationsfähigkeit. Hochborsäurehaltige und alkaliarme Gläser isolieren am besten. Alkalireiche (15—20 Proz. und darüber) am schlechtesten. Möglicherweise liefert die Messung der elektrischen Phasengrenzkräfte Glas/wäßriger Elekrolyt, wie sie z. B. von Horowitz ausgeführt (s. § 61) wurde, eine neue Meßmöglichkeit für die Wasserhaut usw. und die mit ihr zusammenhängenden Eigenschaften, wie Oberflächenisolation. Angebbare Vergleichswerte für die Oberflächenleitfähigkeit verschiedener Gläser liegen nicht vor. Nur bei Kohlrausch[180]) finden sich einige Angaben über das Isolationsvermögen einiger Gläser in Zusammenhang mit der Luftfeuchtigkeit. Das Material wurde gewässert, mit destilliertem Wasser abgespült und an der Sonne getrocknet. Das Isolationsverhalten nach einiger Zeit gibt Tabelle XXXI wieder.

Tabelle XXXI.

Glasart	Luft-feuchtigkeit	Isolationsvermögen
Thüringer Glas (Gehlberg) .	40 Proz.	Vollkommen.
	60 „	Recht gut.
	80 „	Entladung in einigen Sek.
Böhmisches Kaliglas	über 50 „	Erste Spuren von Leitung.
	bis 75 „	Recht gut.
Jenaer alkalifreies Geräteglas	über 60 „	Vollkommen.
	bis 80 „	Noch recht gut.

§ 65. **Durchschlagsfestigkeit.** In einem Berichte über dielektrische Festigkeit unterscheidet Günther-Schulze[181]) zwei Arten: Reißfestigkeit, das ist dasjenige Mindestpotentialgefälle, durch das die Bindung zwischen den Ladungsträgern eines Dielektrikums zerrissen wird, so daß der Durchschlag einer Entladung erfolgen kann, und Stoßfestigkeit, das ist dasjenige Mindestpotentialgefälle, bei dem die unselbständige Entladung durch das Dielektrikum in eine selbständige Entladung (Funken) übergeht. Glas wäre insofern ein „Pseudodielektrikum", als es nicht wie ein „echtes" auch im geschmolzenen Zustand nahezu ein Nichtleiter ist, sondern starke Leitfähigkeit aufweist und im festen Zustand nur durch die Größe seiner Ionenreibung ein Dielektrikum vortäuscht. Reißfestigkeit könnte bei Glas daher nur bei sehr tiefen Temperaturen bestimmt werden, wenn die Festigkeitsgrenze erreicht wird, ehe die Ionenleitung zu stören vermag. Wir haben es bei Glas daher bislang nur mit einer Untersuchung der Stoßfestigkeit zu tun.

J. Almy[182]) untersuchte die Durchschlagsspanunng von fünf Jenaer Glassorten, deren Zusammensetzung in Tabelle XXIXb gegeben ist, indem er sie zwischen eine Zylinder- und eine Kugelelektrode bringt. Seine Ergebnisse finden sich in nachstehender Tabelle XXXII.

Tabelle XXXII.
Zusammensetzung siehe Tab. XXIXb.

Glasart	Nr. nach Denizot	Fabrik-Nr.	Plattendicke cm	D.-Festigkeit in kV	$\frac{kV}{cm}$
	I	*O* 709	0,041	17,6	429
			0,142	31,2	220
			0,228	40,5	179
	IV	*O* 1722	0,149	35,6	240
			0,160	39,8	252
Gewöhnl. Silikat-Kron	V	*O* 512	0,076	38,3	513
Borosilikat-Kron . .	VI		0,041	32,9	804
Leicht-Flint	X	*O* 276	0,041	41,1	1000

Am Glas *O* 709 hat er in sorgfältiger Weise den Einfluß der Glasdicke untersucht und gibt für die Berechnung des Mindestpotentiales den Ausdruck $V = \alpha d + \beta$ an, wobei d die Schichtdicke in cm vorstellt. Dann ist $\alpha = 126\ KV$ und $\beta = 12{,}45\ KV$. Außerdem stellt er einen Parallelismus zwischen dem spezifischen Widerstand und der dielektrischen Festigkeit fest.

Auch von Walter[183]) liegen einige Werte vor, die sich aber nur schwer zum Vergleich heranziehen lassen. Ferner finden sich einige Angaben über die elektrische Durchschlagsfestigkeit von Glas bei Mosiçki[184]). Um die Art des elektrischen Durchschlags durch Isolatoren zu studieren, hat K. W. Wagner[185]) neuerdings bemerkenswerte Versuche auch an Glas angestellt. Nach seiner Ansicht schaukelt sich, ähnlich wie nach Günther-Schulze für die Stoßfestigkeit, an irgendeiner Stelle geringerer Inhomogenität von etwas größerer Leitfähigkeit der Isolationsstrom durch die von ihm erzeugte Wärme und die mit der Erwärmung steigende Leitfähigkeit gegenseitig zu einer immer höheren Stromstärke auf, bis der Durchschag erfolgt. Bedingung für den elektri-

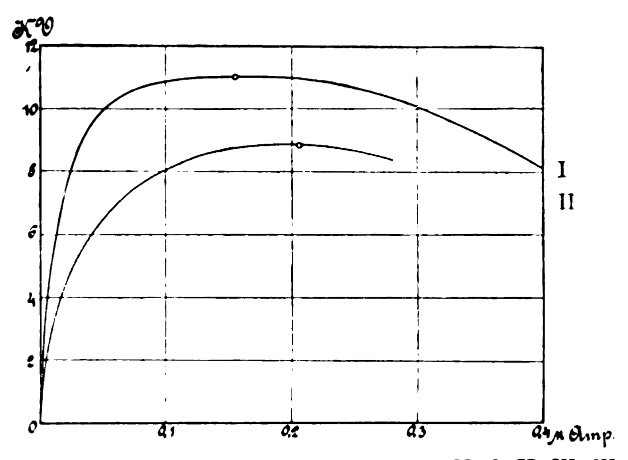


Fig. 15. Durchschlagskennlinien für 2 Glasarten. Nach K. W. Wagner.

schen Durchschlag ist hiernach das Labilwerden des thermisch-elektrischen Widerstandes. (Ähnliche Anschauungen entwickeln Hayden und Steinmetz[186].) Um bei der Aufnahme der Stromspannungscharakteristik über den Labilitätspunkt hinauszukommen, schaltet Wagner vor die Glasplatte einen hoch isolierten Widerstand als Elektrode, und zwar wählt er dazu Holz, das den Strom merklich nur in der Richtung senkrecht zur Plattenebene leitet und nicht quer dazu; dadurch wird die Möglichkeit des Zusammenziehens der Stromfäden an einer schwachen Stelle des zu untersuchenden Materials noch weiter verringert. Wurde nun zuerst die Stromspannungskurve des zu untersuchenden Materiales (Holzelektrode) und sodann die entsprechende Kurve dieser Elektrode allein aufgenommen, so ergab sich durch Subtraktion der Kurven die Kennlinie des Isoliermateriales selbst. In Fig. 15 sind diese Kennlinien

für ein Bleiglas (I) von 0,062 mm Dicke und für ein Hartschmelzglas (II) von 0,075 mm Dicke, beide mit einer Fläche von 4,5 cm^2 wiedergegeben. Der in der Kennlinie eingetragene Punkt ist der Labilitätspunkt, bei welchem nach Wagner ohne vorgeschaltete Holzplatte der Durchschlag erfolgen würde. Diese Durchschlagsspannung ist von der Dicke des entsprechenden Materiales direkt proportional und von der Größe der untersuchten Platte abhängig.

Nach einer Kritik von Günther-Schulze[187]) sind diese Versuchsergebnisse aber nicht mit den theoretischen Vorstellungen zu vereinbaren, da die Wärmebilanz nicht stimmt. Die Kennlinien würden demnach nur die Veränderlichkeit des Widerstandes mit der Feldstärke angeben. Der Endvorgang dürfte sich in der oben angedeuteten Weise durch Labilwerden des thermisch-elektrischen Widerstandes vollziehen. Wie aber der Übergang zu diesem Stadium stattfindet, bleibt vorläufig noch fraglich, vielleicht spielt dabei die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Feldstärke und die damit eventuell verbundene Stoßionisation eine Rolle (vgl. § 59).

§ 65. Reibungselektrizität. Glas wird durch Reibung mit einem anderen Isolator elektrisch aufgeladen, und zwar um so stärker, je besser seine Oberflächenisolationseigenschaften (s. dort). Die Behandlung der Oberfläche durch Erwärmen an einer Flamme, oder durch Eintauchen in Säure mit darauf folgendem Abspülen und Trocknen, ist auf das Vorzeichen der entstehenden Ladung von Einfluß bei sonst gleicher Behandlung. Mattes Glas verhält sich anders wie poliertes; ebenso spielt die Elektrizitätskonstante des Glases eine Rolle für seine Stellung in der Reihe, nach der sich Körper durch Reiben mit einem andern positiv bzw. negativ aufladen. Eingehende Untersuchungen liegen von Hesehus[188]) vor. Dieser findet auch, daß sich Glas nach Radiumbestrahlung durch Reibung mit unbestrahltem gleichen Glas positiv auflädt. Er bringt ferner die Erscheinung mit dem Austritt von Elektronen durch verminderte Oberflächenspannung in Verbindung.

Nach H. Freundlich[169]) (l. c. p. 387) muß man bei der Reibungselektrizität für den Sinn der auftretenden Ladung den Potentialsprung mit berücksichtigen, der für die elektrokinetischen Erscheinungen maßgebend ist (s. § 61). Infolge der höheren Beweglichkeit seiner Kationen gegenüber den trägen Anionen lädt sich Glas gegen wäßrige Lösung negativ auf (Größenordnung gegen reines Wasser etwa —0,05 Volt). Bei der Reibungselektrizität lädt es sich als ausgesprochen alkalisch reagierender Stoff gegen die meisten anderen positiv. Es kann kein

Zweifel sein, daß die am Glas adsorbierte Schicht und die Art ihrer Zerstörung durch Reibung auf die dabei auftretenden elektrischen Erscheinungen von größtem Einfluß ist.

Eine an sich wohl komplexere Erscheinung gehört wohl insofern in dieses Kapitel, als sie auf einer Veränderung der elektrischen Eigenschaften der Adsorptionsschichten zu beruhen scheint: die Erzeugung der sogenannten „Hauchbilder" auf Glasoberflächen, indem man die Quellschicht etwa durch elektrische Entladungen oder Flammen beeinflußt und so die Kondensationsbedingungen für Wasserdampf ändert (vgl. z. B. Baker[188a]).

Dichte und Wärmeausdehnung.

§ 67. Additive und konstitutive Eigenschaften. Wäre das Glas als reines Gemisch seiner oxydischen Bestandteile aufzufassen, so müßten die meisten seiner Eigenschaften sogenannte additive sein (wenn auch nicht streng), d. h. man müßte die Eigenschaften des fertigen Glases als Summe der mit dem Prozentgehalt multiplizierten spezifischen Konstanten der Einzeloxyde im freien Zustand berechnen können. Dies ist am genauesten bei der spezifischen Wärme der Fall, während die übrigen physikalischen Eigenschaften mehr oder minder große Abweichungen zeigen. Im allgemeinen gilt: je kleiner die Verbindungswärme, desto größer die Additivität der Eigenschaften. Bei Glas überwiegt der konstitutive Einfluß, d. h. die Art der Bindungsweise und Verkettung der Moleküle. Nun könnten wenigstens die Einzeloxyde im Glase immer in derselben Bindungsweise auftreten und die Eigenschaften sozusagen konstitutiv-additiv (im folgenden schlechthin „additive" genannt) sein, die spezifischen Konstanten der Einzeloxyde im glasigen Zustand könnten immer dieselben sein. Diesen Fall haben vor allem Winkelmann und O. Schott bei der Messung der mechanischen und thermischen Eigenschaften von Jenaer optischen Gläsern geprüft und auch solche „additiven" spezifischen Konstanten angegeben, doch deuten die Resultate darauf hin, daß man bei einigen Oxyden (z. B. PbO, B_2O_3) auf jeden Fall zwei oder mehrere Konstanten für eine befriedigende Darstellung anzunehmen hätte. Wenn derartige Konstantenbestimmungen auch praktisch für die Vorausberechnung der zu erwartenden Eigenschaften von Gläsern von hohem Werte sind, weshalb sie auch im folgenden meist wiedergegeben werden, darf man doch nicht vergessen, daß sie schon der Art ihrer Berechnung nach nichts weniger als „Naturkonstanten" darstellen. Dazu eignet sich die Art der Berechnung der kleinsten Fehlerquadrate aus einer Anzahl linearer Gleichungen schon

aus dem Grunde nur wenig, weil sie nur Mittelwerte aus eventuell tatsächlich vorhandenen oder verschiedenen Konstanten bildet. Aus der Willkürlichkeit des möglichen Ausgleichs der Einzelkonstanten untereinander erklären sich auch zum Teil die großen Abweichungen in den Angaben verschiedener Autoren, während die daraus berechneten Werte mit den an den Gläsern gemessenen tatsächlich verhältnismäßig geringe Fehlerabweichungen geben. Konstitutiv verwandte Gruppen von Gläsern müßten genauere Werte dieser konstitutiv-additiven Eigenschaften geben. Diese Gruppen sind aber meist eng begrenzt und die daraus bestimmten Parameter liefern zu nahe aneinander liegende Punkte der durch die lineare Gleichung dargestellten Geraden. Andererseits werden aus der Bestimmung der zur vollständigen Wiedergabe der gemessenen Größen nötigen Anzahl von Konstanten wertvolle Daten für die Konstitution des Glases zu erwarten sein, insofern gerade durch die glückliche Wahl zweier, eventuell mehrerer Konstanten für ein und dasselbe Oxyd bei verschiedenartigen Gläsern die verschiedene Bindungsweise nachgewiesen werden könnte. Erschwerend wirkt hierbei natürlich der Umstand, daß wir es bei Gläsern nicht mit in stöchiometrischen Verhältnissen vorhandenen Elementen zu tun haben, sondern mindestens mit Gemischen von teilweise komplexen Verbindungen in einem Lösungsmittel, die in beliebigen Verhältnissen innerhalb weiter Grenzen vollständig miteinander mischbar sind.

Die Abweichungen von dieser Additivität beweisen nur gerade, daß die konstitutiven Einflüsse bei der Glasbildung sehr ins Gewicht fallen, wenn nicht gar überwiegen. Außerdem sind wohl die bei einer bestimmten Temperatur vorhandenen Arten von Molekülkomplexen in ihrem gegenseitigen Prozentsatz von dem mittleren (Wärme-)Energiegehalt abhängig, d. h. die Konstitution wäre eine Funktion der Temperatur. Da nun diese Konstitutionsbildungen und Umwandlungen bei der großen Zähigkeit des Glases auch bei hoher Temperatur zweifellos geraumer Zeit bedürfen, so ist es erklärlich, wenn das endgültige Produkt in seiner Konstitution auch von der Schnelligkeit, mit der es die verschiedenen Temperaturbereiche durchlaufen hat, abhängig ist; die Konstitution wäre demnach auch eine Funktion der Wärmevergangenheit (s. § 116). Auf diese Vorgänge sind die Schwankungen und Verschiedenheiten vieler Resultate zurückzuführen, ebensowohl der irreversible Verlauf mancher Eigenschaften bei Wärmebehandlung des Glases. Früher glaubte man für alles die Kühlspannungen verantwortlich machen zu müssen, was zweifellos teilweise in das Gebiet dieser Erscheinungen fällt.

Einige von den physikalischen Eigenschaften der Gläser zeigen ein bestimmtes Verhältnis ihrer Zahlenwerte zu dem von den Molekülen eingenommenen Raum, der sich wieder mit dem Atomvolumen der Elemente in Verbindung bringen läßt. Für die Werte der Wärmeausdehnung und einiger elastischer Eigenschaften hat auf Grund der Winkelmann-Schottschen Konstanten auch neuerdings Salpeter[189]) darauf hingewiesen. Doch haben seine Betrachtungen vorläufig nur den Wert eines qualitativen Hinweises.

§ 68. Dichte. Die Dichte kristallinischer Silikate ist im allgemeinen größer als ihre Dichte im glasigen Zustand, und Gläser haben wieder — mit geringen Ausnahmen — größere Dichte als die Summe der Dichten der freien Oxyde betragen würde. Die Raumerfüllung ist also im amorphen Zustand geringer als in der Kristallgitteranordnung und andererseits größer als bei einem reinen Gemisch. Ausnahmen für den ersten Fall wurden bisher nur gefunden für ein Zinksilikat (Stein[190])) und ein Strontium- und Kalziumborat (Bauer[191])).

Die Dichte des Glases bewegt sich zwischen den Größen 2,24 und 6,33. Die leichtesten, bisher dargestellten Gläser sind optische mit hohem Fluorgehalt (2,27 bis 2,4). Das höchste spezifische Gewicht erreichen die reinen Bleisilikate, z. B. eines mit ca. 80 Proz. PbO und 20 Proz. SiO_2 mit 6,3. Eine Reihe von Werten der Dichte verschiedener Gläser finden sich in den Tabellen II, XIV, XXVI. Eine gute Tabelle von Glasdichten findet sich bei Thiene[8]). Die Mehrheit der gewöhnlichen Alkalikalksilikatgläser liegt ziemlich genau um 2,5 herum. Bei diesen Gläsern, die der Reihe der optischen Krongläser angehören, wie überhaupt bei den meisten der technischen Gläser ist die Dichte also wenig geeignet als charakteristisches Merkmal zu dienen. Sie unterscheiden sich stärker in ihren optischen, chemischen und thermischen Eigenschaften. Dagegen ist die Bestimmung des spezifischen Gewichts bei stark bleihaltigen Gläsern ebenso empfindlich wie die der Brechung. Ändert sich z. B. bei einem 50proz. bleihaltigen Glase n_D um eine Einheit der dritten Dezimale, d. h. ändert sich der Wert $(n_D - 1)$ um 0,2 Proz., so entspricht dies einer Änderung des spezifischen Gewichts von 0,3 Proz. oder 12 Einheiten der dritten Stelle. Im allgemeinen steigt die Dichte mit dem Brechungsvermögen, insbesondere, wenn man Gläserreihen gleichartiger Zusammensetzung betrachtet. Über die Beziehungen zwischen Dichte, Brechungsvermögen und chemischer Zusammensetzung einiger natürlicher Gläser macht Tilley[192]) etliche Angaben.

§ 69. Homogenität der Dichte. Was für die Konstanz des Brechungsexponenten gilt, das ist für die Homogenität sowohl eines Glastückes wie einer Schmelze überhaupt auch in bezug auf ihre Dichte gültig (vgl. auch §§ 34—36). Ist ein Glasstück verspannt, so ist es selbstverständlich in bezug auf seine Dichte inhomogen, es ist aber noch nicht gesagt, daß diese Inhomogenität gänzlich zurückgeht, wenn es gelingt, durch irgendeine Behandlung die Spannung zu beseitigen (vgl. § 87)[262].

Was nun die Homogenität der Dichte innerhalb der einzelnen Teile einer und derselben Schmelze betrifft, sofern die einzelnen Meßstücke den gleichen Grad von Spannungsfreiheit haben, so läßt sich hierüber nur bei optischen Schmelzen etwas aussagen. Die Homogenität der Dichte ist bei einer optischen Schmelze von der Größenordnung $\pm 0{,}005$, sofern die Stücke nur mehr den geringsten praktisch erreichbaren Grad von Spannung aufweisen. Auch bei schwersten Flintschmelzen dürfen diese Schwankungen nicht überschritten werden, solange man noch von einem brauchbaren homogenen Glas reden kann.

Die Dichteschwankungen bei technischen Gläsern sind meistens von höherer Größenordnung und erreichen häufig $\pm 0{,}02$. Die Ursachen sind einerseits stärkere Spannungen und erhöhter Einfluß der ungleichmäßigeren Wärmevergangenheit, vor allem aber liegen sie in der Herstellungsweise, welche meist nicht gestattet, stets dasselbe Glas mit derselben Zusammensetzung in der höchst erreichbaren Genauigkeit zu schmelzen. Nach Berndt[112]) erfährt ein Borosilikatglas 516/640 beim Feinkühlen eine Erhöhung der Dichte von 2,5164 auf 2,5356. Auch andere Autoren[193—195]) teilen ähnliche Resultate mit.

§ 70. Dichte und Zusammensetzung. Mit welchem Partialvolumen die einzelnen Oxyde in das Glas eingehen und wie weit dies eine spezifische Konstante ist, wurde erstmalig von Winkelmann und Schott an einer Reihe von 20 Gläsern untersucht. Sie kommen zum Schluß, daß die spezifischen Partialvolumen aus dieser Reihe sich derart als Konstante ableiten lassen, daß die daraus berechneten Gesamtvolumen für jedes Glas sich mit einer Genauigkeit von 1,5 Proz. darstellen ließen, mit einigen Ausnahmen die Abweichungen bis 10 Proz. ergaben.

Ist das spezifische Gewicht des betreffenden Glases s, das spezifische Gewicht, mit dem die einzelnen Oxyde ins Glas eingehen, s_1, s_2, so ist

$$\frac{100}{s} = \frac{a}{s_1} + \frac{b}{s_2} + \frac{c}{s_3} + \cdots, \tag{6}$$

wenn a, b, c die Gewichtsprozente der Bestandteile darstellen. Die Werte von s_1, s_2, s_x geben Winkelmann und Schott[196]) für 12 Oxyde folgendermaßen an:

Tabelle XXXIII.

Oxyd	Winkelmann und Schott			Tillotson	Baillie
	s_x	s_0	V Proz.	s_x	s_0
SiO_2	2,3	2,17	6,0	2,3	2,24
B_2O_3	1,9	1,46	30,1	2,24	2,90
ZnO	5,9	5,65	4,4	5,9	5,94
PbO	9,6	9,32	3,0	—	10,30
MgO	3,8	3,40	11,8	4,0	3,25 1)(4,30)2)
Al_2O_3	4,1	3,85	6,5	2,75	4,75
As_2O_5	4,1	4,09	0,2	(4,1)	(3,33)
BaO	7,0	5,00	40,0	7,0	7,2
Na_2O	2,6	2,55	2,0	2,8	3,20
K_2O	2,6	2,66	5,3	—	3,20
CaO	3,3	3,15	4,8	4,1	4,30
P_2O_5	2,6	2,38	7,1	—	—

1) Für geb. MgO.
2) Für MgO bei Abwesenheit von Alkali.

Die Spalte s_0 gibt, soweit bekannt, die Dichte der freien Oxyde bei 4° C an. Ihre Differenz gegen s_x bezogen auf s_0 ergibt die Volumkontraktion V in Proz. Dieselbe ist am größten bei BaC mit 40 Proz. Deshalb zeigen die Barytkrone eine wesentliche höhere Brechung als nach dem Atomgewicht von Barium zu erwarten wäre. Stark spezifisch verdichtend wirkt auch die gebundene Borsäure mit 30 Proz., nicht so die freie Borsäure, wie wir analog weiter oben bei der Brechung gesehen haben (vgl. Fig. 11). In diesem Falle, wie auch bei einigen anderen, wäre es nicht zu vermeiden, für ein Oxyd mindestens zwei Konstanten einzuführen, analog dem Vorgehen bei Berechnung der Mol.-Refraktion des Hydroxylsauerstoffes und des Karbonylsauerstoffes in der organischen Chemie. Darauf sind zum Teil auch die großen Abweichungen zwischen den berechneten und gemessenen Werten bei Winkelmann und Schott zurückzuführen, so beim Zinkborat Nr. 11 und einem Bleiborat Nr. 16 der Winkelmannschen Reihe[1]). Ebenso erscheint die Verdichtung von 0,2 Proz. von As_2O_5 aus rein rechnerischen Gründen problematisch, da dieses Oxyd bei keinem der Gläser in höherem Prozentgehalt als 1,5 vorhanden war, meist aber ziemlich

konstant mit 0,2 bis 0,4. Andere Autoren glauben, daß diese Differenzen besonders bei den nur aus zwei oder weniger Komponenten zusammengesetzten Gläsern vorkommen und begründen dies durch das Vorhandensein einer prinzipiell anderen Bindung, insbesondere den Mangel von Doppelsilikaten.

§ 71. In neuester Zeit sind die von Winkelmann und Schott für die Dichte bestimmten Konstanten von Tillotson[198]) und Baillie[197]) neu berechnet und teilweise verbessert worden. Ihre Werte für s_x finden sich in Spalte 5 und 6 von Tabelle XXXIII wieder. Aus den gemessenen Dichten der Kalk-Magnesium-Metasilikate von Larsen[199]) leitet Tillotson die von Winkelmann und Schott abweichenden Koeffizienten für $SiO_2 = 2{,}3$, $CaO = 4{,}1$ und $Mg \cdot O = 4{,}0$ ab. In der gleichen Weise bestimmt er die Konstanten für $Li_2O = 3{,}7$, $BaO = 7{,}0$ aus den Angaben von Wallace[200]) über eine Lithium-Baryt- und Lithium-Kalk-Metasilikat-Reihe. Die von Day und Allen[201]) an Albit-Anorthiten gegebenen Dichten liefern ihnen die Werte für $Al_2O_3 = 2{,}75$ und $Na_2O = 2{,}6$. Die Rückwärtsberechnung von Gläsern der Winkelmannschen Reihe ergibt mit diesen Werten geringere Fehler als bei diesen. Eine weitere Reihe von 21 Natron-Baryt-Gläsern gibt Tillotson[198]) in einer zweiten Arbeit wieder, auf Grund deren Baillie die Werte von $Na_2O = 3{,}20$ und $BaO = 7{,}20$ unter Zugrundelegung von $SiO_2 = 2{,}24$ als den wahrscheinlichsten Wert berechnet. Der letztgenannte Autor findet den Wert 2,75 für Al_2O_3 von Tillotson auch in den Reihen der Kalk-Natron-Silikatgläser von English und Turner[202]). Für die von diesen letzteren beiden veröffentlichten Werte von Magnesium-Natron-Silikatgläsern muß dagegen ein geringerer Wert von 3,25 für MgO angesetzt werden. Baillie berechnet noch weitere Koeffizienten (s. Tabelle XXXIII) aus 91 optischen Gläsern, deren wahre (analysierte) Zusammensetzung er aus verschiedenen Angaben der Literatur entnimmt. Abweichend verhält sich noch Sb_2O_3, das eine Volumenverminderung von über 50 Proz. gegenüber dem freien Oxyd erfährt, und PbO bei einem Bleigehalt über 75 Proz. Der letztere Fall deckt sich wieder mit den Angaben, daß die Abweichungen von den berechneten Werten umso größer sind, je mehr es sich nicht um komplizierte zusammengesetzte Gläser (die wohl vorwiegend aus Gemengen von Doppelsilikaten, Boro- und Aluminosilikaten gebildet sind), sondern um einfache Borate und Silikate handelt.

Trägt man die spezifischen Gewichte der unter dem Namen Flintgläser bekannten Alkali-Blei-Silikate als Funktion des Bleigehaltes auf, so bekommt man keine glatte Kurve, sondern an mehreren Stellen treten

deutlich Unstetigkeiten auf. Es mag dies damit im Zusammenhang stehen, daß *PbO* ebenfalls nicht nur als Base, sondern auch komplex Plumbate bildend auftreten kann (vgl. Tab. XIV).

Clarke und Turner[203]) untersuchten die Abhängigkeit der Dichte

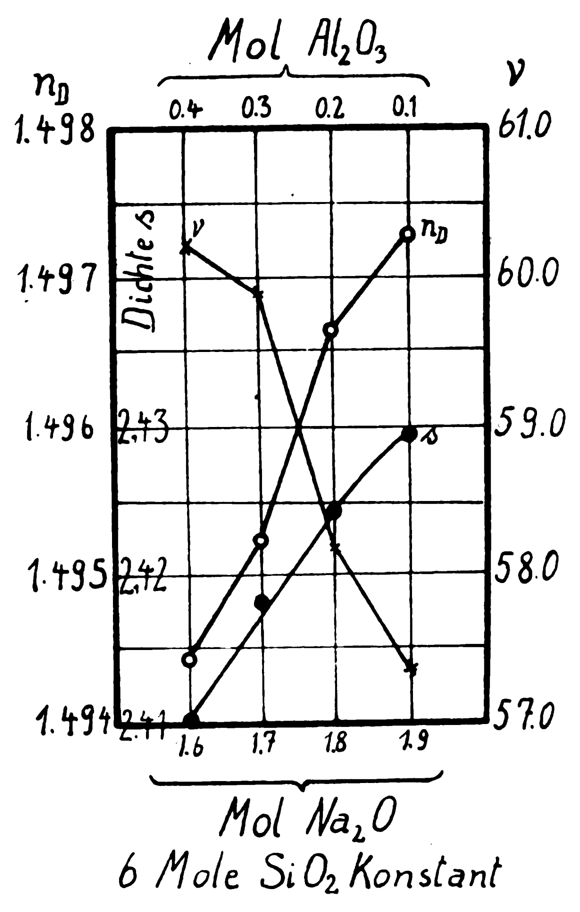


Fig. 16. Zusammenhang von Dichte und optischen Konstanten bei system. geänderten Natron-Tonerde-Silikatgläsern nach Clarke und Turner.

(und optischen Eigenschaften) von Natron-Aluminium-Trisilikatgläsern als Funktion des Austausches von Tonerde an Stelle von Natron. Die Ergebnisse des molekularen Austausches sind schaubildlich in Fig. 16 wiedergegeben. Man erkennt, daß Dichte und Brechungsindex in gleicher

Weise mit dem Tonerdegehalt abnehmen. Die 4 Gläser hatten im übrigen folgende analysierte Zusammensetzung:

Tabelle XXXIV.

Nr.	SiO_2	Al_2O_3	Na_2O	CaO	Al_2O_3
441	74,30	2,72	22,68	0,08	0,07
442	73,30	4,15	22,20	0,02	0,10
443	72,05	6,85	20,62	0,12	0,08
444	72,19	8,96	18,79	0,08	0,08

Peddle[13]) bestimmte neuerdings die Dichte einiger systematischer Reihen von Schmelzen nach dem Schema: 100 Mol $SiO_2 \cdot 20$ Mol $R_2O \cdot x$ Mol RO und 100 Mol $SiO_2 \cdot 40$ Mol $R_2O \cdot x$ Mol RO, wobei x von

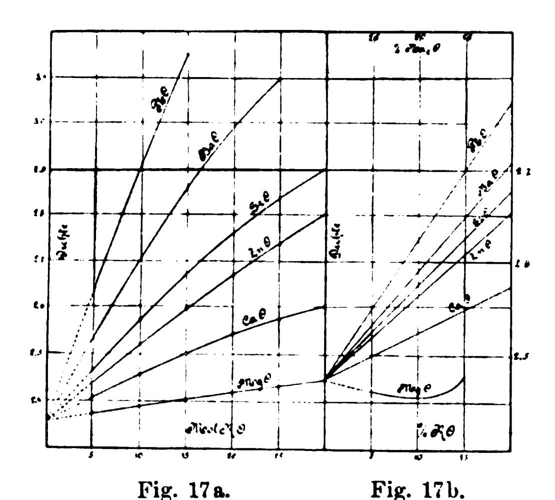


Fig. 17a. Fig. 17b.

Fig. 17a. Zusammenhang von Dichte und Basenzusatz von x Mol RO zum Grundglase 100 Mol $SiO_2 \cdot 20$ Mol Na_2O.

Fig. 17b. Zusammenhang von Dichte und dem Austausch von x Proz. Na_2O gegen x Proz. RO bei konst. 70 Proz. SiO_2 (nach Peddle).

5 bis 30 variiert wurde. Als einwertige Base wurden Kalium und Natrium, als zweiwertige Magnesium, Kalzium, Zink, Strontium, Barium und Blei verwendet. Die Beziehung zwischen molarer Zusammensetzung und Dichte der Reihe 100 $SiO_2 \cdot 20$ $Na_2O \cdot xRO$ ist in Fig. 17a wiedergegeben. Hier findet man, daß die Zusätze aller Basen zum „festen

Kern" 100 $SiO_2 \cdot 20\ Na_2O$ ein steigendes spezifisches Gewicht zur Folge haben, und zwar ein etwas geringeres als einem linearen Einfluß entspräche und in der Wirkung steigend nach dem Molekulargewicht. In diesem Bereiche bildet auch MgO keine Ausnahme, dagegen bei der systematischen Schmelzreihe nach Gewichtsprozenten (vg. Fig. 17 b), wobei das Glas 70 Proz. SiO_2, 30 Proz. $(Na_2O + RO)$ als Grundglas diente, zeigt die MgO-Kurve ein Minimum bei 100 Mol SiO_2, 40 Mol, Na_2O und 25 Mol MgO. Dieser letzteren Beobachtung nach kann also nicht einmal in dieser Normalreihe von Gläsern MgO durch eine einzige Dichte-Konstante dargestellt werden und unsere allgemeine Bemerkung über additive Eigenschaft findet darin eine Stütze.

Zusammenfassend kann man über die Resultate dieser neueren Arbeiten sagen, daß die Dichte sich allenfalls in erster Annäherung als eine „additive" Eigenschaft der Bestandoxyde darstellen läßt, daß aber die Bindungsweise bei einigen von deutlichem Einfluß ist.

Wärmeausdehnung. Die Änderung der Dichte mit der Temperatur wird aus der Volumänderung bzw. aus einer Längenänderung bestimmt. Die Funktion, nach der sich eine lineare Dimension eines Körpers ändert, läßt sich in der Form darstellen

$$l = l_0(1 + At + Bt^2 + Ct^3 \ldots) = l_0[1 + \int_0^t a^* dt]. \qquad (7)$$

Betrachtet man kein zu großes Temperaturintervall, so ist dabei die Längenänderung pro Grad proportional der ursprünglichen Länge und den Proportionalitätsfaktor $\bar{a}$ nennt man den mittleren Ausdehnungskoeffizienten in diesem Bereich

$$\frac{\Delta l}{\Delta t} = \bar{a}\, l_0 \text{ oder } l = l_0(1 + \bar{a} t). \qquad (8)$$

Für größere Temperaturintervalle ist für die Darstellung zu beachten, daß $\bar{a}$ selbst eine Temperaturfunktion ist, und sie wird meist hinreichend dargestellt in der Form

$$\bar{a} = \alpha + \beta t - \gamma t^2 \qquad (9)$$

Häufig wird die Ausdehnung auch direkt als der Längenzuwachs Δl einer Längeneinheit ausgemessen, den der Körper in einem bestimmten Temperaturintervall erfährt

$$\Delta l = (\alpha\tau + \beta\tau^2 - \gamma\tau^3)\, l_0 \qquad (10)$$

wobei z. B. Δl in Millimetern für $l_0 = 1000$ mm und $\tau = \frac{t}{100}$ (t Grade Celsius) angegeben wird. Im folgenden sind, wie meist auch in der Literatur, die mittleren Ausdehnungskoeffizienten eines Temperatur-

intervalls (α schlechthin) mitgeteilt. Der kubische Ausdehnungskoeffizient $\lambda = 3\alpha$ in erster Annäherung.

§ 73. Meßmethode. A. Kubischer Ausdehnungskoeffizient.

1. Messung durch relative Dichtebestimmung (etwa gegen Pt), geeignet vor allem für flüssiges Glas (ähnlich schon angewandt von Day, Sosmann und Hochstetter[201]) für die Bestimmung der Dichte von Mineralien bei hohen Temperaturen).

2. Relative Methode von Dulong-Petit durch Volummessung des zu untersuchenden Glases bei verschiedenen Temperaturen. Ein bekanntes Volumenglas wird mit Hg gefüllt, erwärmt und die übergeflossene Hg-Menge bestimmt.

B. Linearer Ausdehnungskoeffizient.

a) Absolute Bestimmung.

1. Komparatormethode: der Abstand zweier oder mehrerer Teilstriche auf dem Meßkörper wird direkt mittels Komparators bei verschiedenen Temperaturen gemessen.

2. Methode von Laplace-Lavoisier: Der zu messende Stab wird in einem Temperaturbad zwischen eine feste Spitze und die Spitze eines Fühlhebels gelagert, dessen Drehung durch Winkelspiegelablesung ermittelt wird (die Methode ist nur insofern absolut, als der Abstand beider Spitzen nur durch die Verlängerung des Meßstabes und nicht durch etwaige Ausdehnung ihrer Lagerung beeinflußt wird).

b) Relative Bestimmung.

1. Abgeänderte Methoden von Laplace-Lavoisier. Die Länge des Meßstabes B wird relativ zur gleichen Länge eines Körpers A von bekannter Ausdehnung in einem Temperaturbad gemessen. Um die Verlängerung außerhalb des Bades sichtbar zu machen, werden auf die beiden Körper A und B, welche auf der gleichen Basis ruhen, zwei Stäbe aus dem Material A fest bzw. lose verbunden aufgesetzt. Als Material A wird mit Vorliebe Quarzglas wegen seiner geringen Ausdehnung verwendet. Die verschiedenen Abarten dieser Methode unterscheiden sich vorwiegend nach der Art der Vergrößerung der gegenseitigen Verschiebung der als Festmarke dienenden Endflächen der beiden genannten Verlängerungsstäbe und durch konstruktive Einzelheiten. Henning liest die geringen Längenunterschiede direkt mit dem Mikroskop ab (Rohrmethode); diese ist wegen ihrer Einfachheit vor allem für höhere Temperaturen geeignet. Glatzel und Fueß vergrößern die geringe Verschiebung durch ein empfindliches Fühlhebelsystem (erhebliche Fehlergefahr wegen Erwärmung der Hebelteile). Leman-Werner benützen zur Übertragung der relativen Bewegung den

Weberschen Doppelspiegel mit Lichtzeiger, ein sehr empfindliches und exaktes System. Nach dem gleichen Prinzip arbeitet der neue Goerzsche Ausdehnungsapparat.

2. Abbe-Fizeau-Methode. Diese ist sehr exakt, aber umständlicher in der Handhabung. Der Meßkörper und der Vergleichskörper (Stahl- oder Quarzring) befinden sich beide vollständig im Temperaturraum. Die relative Veränderung der einen Dimension wird durch die Bewegung geeignet erzeugter Interferenzstreifen beobachtet. Die Methode wurde vor allem von Pulfrich ausgebildet. Einen etwas vereinfachten Apparat mit hinreichender Genauigkeit beschreibt Le Chatelier[10])

§ 74 Mittlere Ausdehnung zwischen 0 und 100°. Gemessene Werte der Wärmeausdehnung für Gläser liegen seit geraumer Zeit in großer Zahl vor, da vor allem die Thermometrie dies erforderte (Regnault[205]), O. Schott[206])).

Die optischen Gläser umfassen die Werte von $\bar{\alpha} = 460 \cdot 10^{-8}$ bis $\alpha = 1020 \cdot 10^{-8}$. Ausführliche Daten darüber gibt Zschimmer[207]) sowie der neue Katalog für optisches Glas (1923) von Schott u. Gen. Jena, Im allgemeinen gehören die Gläser niedriger Ausdehnung zu den Boro-Silikat- und schweren Baryt-Kronen, die hoher zu den alkalireichen Kron- und Flint-Gläsern. Da die Alkalien entsprechend ihrem hohen Atomvolumen die Ausdehnung am meisten beeinflussen, so ist ihr größerer oder geringerer Gehalt in Gläsern meist ausschlaggebend für deren Anordnung in die Reihenfolge der Ausdehnungskoeffizienten.

Naturgemäß erstrecken sich die technischen Gläser über ein größeres Bereich von $300 \cdot 10^{-8}$ (Pyrex Glas) bis etwa $1300 \cdot 10^{-8}$ (alkalireichste Kalksilikate). Insbesondere Einschmelzgläser lassen sich heutzutage in der Ausdehnung zu fast sämtlichen in Frage stehenden Metallen von Wolfram bis zum Kupfer herstellen, wobei zu betonen ist, daß annähernd übereinstimmende Ausdehnungskoeffizienten des Glases mit dem betreffenden Metall zwar eine notwendige, aber keineswegs hinreichende Bedingung für Haltbarkeit der Einschmelzung ist. Vielmehr spielen noch Erweichungscharakter (§ 111), Ausdehnungsanomalien (§§ 78—80), Benetzung usw. eine Rolle neben der Plastizität und der Oxydierbarkeit des Metalles. Die Gerätegläser, bei denen neben ihrer chemischen Widerstandsfähigkeit meist auch große Wärmefestigkeit und hoher Erweichungspunkt verlangt wird, zeichnen sich meist durch einen niedrigeren Ausdehnungskoeffizienten aus, weil die vorgenannten Eigenschaften hohen Kiesel- und Borsäuregehalt und den Mangel bzw. das völlige Fehlen an Alkalien bedingen. Bei diesen

Tabelle XXXV.
Ausdehnungskoeffizienten $\alpha \cdot 10^8$ zwischen 0^0 und 100^0.

Optische Gläser			Technische Gläser		
Glasart	Typ	$\alpha \cdot 10^8$	Verwendung	Herkunft	$\alpha \cdot 10^8$
Fluorkron	464/656	950	Spiegelglas	Pittsburg	860
Borosilikatkron	510/634	830	Alkalikalksilikat	(Engl. und Turner)	1300
			Wärmefeste Gläser		
„	516/640	740	Ignal	S. O. G.	505
Kron mit hoher Dispersion	515/568	918	Tempax	Schott	420
			Pyrex	Corning	320
			Einschmelzgläser		
Leicht-Flint	540/473	870	für Platin	Fischer	900
„	577/414	935	„ „ Jena 397 III	Schott	900
			„ „	Gundelach	870
Mittel-Flint	613/369	910	„ „	S. O. G.	890
„	620/363	860	„ Wolfram	S. O. G.	390
Schwer-Flint	649/338	890	„ Molybdän	Schott	485
			„ Palladium	S. O. G.	1100
			Hohl- und Gerätegläser		
„	717/295	830	Bleiglas	Weißwasser	880
Antimon-Flint	523/513	580	Thüringer (Geräte-)Glas	Gundelach	960
Barint	548/532	865	Resisto-Glas	Putzler	540
„	570/560	700	Jenaer Geräteglas 1447 III	Schott	485
Barion	578/575	807	Supremax 1565 III	Schott	345
Schwer-Barion	590/612	556	Verbrenn. Röhrenglas 801c III	Schott	398
„	609/589	710	Thermometergläser		
„	614/564	660	Jena 16 III	Schott	807
			„ 59 III	Schott	591
			Quarzglas	Heräus	51

Gläsern finden wir die Regel, daß niedrige Ausdehnung mit hohem Erweichungspunkt gepaart ist, meistens bestätigt. Als extremes Glas dieser Art muß das reine Quarzglas angesehen werden.

§ 75. Spezifische Konstanten der Einzeloxyde. Die Kenntnis der Wärmeausdehnung ist für eine Reihe technischer Verfahren von Wichtigkeit, hervorgehoben seien hier nur Verbundgläser, aufgeschweißte Zweistärken-Brillengläser, Verbindungs- und Einschmelzgläser, Thermometergläser, wärmefeste Gläser, Glasuren usw,; infolgedessen ist sie wiederholt der Gegenstand ausgedehnter Meßreihen gewesen und insbesondere versuchte man hier den Einfluß der einzelnen Oxyde auf das fertige Glas aus charakteristischen additiven Konstanten festzustellen.

Die Ergebnisse der Berechnungen Winkelmanns und Schotts[196]) sind in Tabelle XXXVI wiedergegeben (durch Multiplizierung dieser Koeffizienten mit den Gewichtsprozenten der im Glase enthaltenen Oxyde werden die Beträge von $3\alpha \cdot 10^7$ berechnet).

Tabelle XXXVI.

Oxyd	$3\,\alpha_x \cdot 10^7$	Oxyd	$3\,\alpha_x \cdot 10^7$	Oxyd	$3\,\alpha_x \cdot 10^7$
SiO_2	0,8	Li_2O	2,0	CaO	5,0
B_2O_3	0,1	Na_2O	10,0	BaO	3,0
As_2O_5	2,0	K_2O	8,5	ZnO	1,8
Al_2O_3	5,0	MgO	0,1	PbO	3,0

Die eingangs erwähnten allgemeinen Überlegungen über additive Eigenschaften gelten hier vielleicht in noch höherem Maße als bei der Dichte, trotzdem sind diese Konstanten von hohem praktischem Wert und gestatten eine Reihe von prinzipiellen Feststellungen. Besonders in die Augen springend sind die niedrigen Koeffizienten für B_2O_3 und SiO_2 und die hohen der Alkalien Na_2O und K_2O. Ob Li_2O wirklich die niedrige Zahl 2,0 entspricht, erscheint fraglich, nachdem Winkelmann und Schott hierfür nur ein extremes Aluminium-Borat in Rechnung gesetzt zu haben scheinen. Unsicher erscheint ferner der Wert von $As_2O_5 = 2,0$, weil dieser nur in sehr niedrigem Prozentgehalt auftritt.

Werte für von Oxyden für Glasuren geben Mayer und Havas[209]) auf Grund von Messungen mit dem Fueßschen Fühlhebelapparat in nachstehender Tabelle XXXVII.

Tabelle XXXVII.

Oxyd	$3\alpha_x \cdot 10^7$	Oxyd	$3\alpha_x \cdot 10^7$	Oxyd	$3\alpha_x \cdot 10^7$	Oxyd	$3\alpha_x \cdot 10^7$
NaF	7,4	CoO	4,4	TiO_2	4,1	CaF_2	2,5
ThO_2	6,3	AlF_3	4,4	Fe_2O_3	4,0	CuO	2,2
Cr_2O_3	5,1	CeO_2	4,2	NiO	4,0	ZrO_2	2.1
BeO	4,7	PbO	4,2	Sb_2O_5	3,6	SnO_2	2,0

Die Richtigkeit der Winkelmannschen Faktoren wurden wiederholt angegriffen. Wolff[208]) unterscheidet den Faktor 3,0 für PbO bei gekühlten, von einem 4,9 bei verspannten Bleigläsern. Für Alkalikalkgläser fordern English und Turner[210]) den Wert 4,3 für Na_2O (vgl. Bem. über Berechnungsart § 67).

§ 76. Ausdehnung und Zusammensetzung. Besonders energisch bestreitet Le Chatelier[10]) die Additivität der Wärmeausdehnung an Hand systematischer Untersuchungen von Grenet. Dieser bestimmt ein Minimum der Ausdehnung bei Natriumborat, wenn auf ein Molekül Na_2O 5 Moleküle B_2O_3 treffen (etwa 87 Gewichtsproz. B_2O_3). Ebenso findet er ein Minimum der Ausdehnung bei Bleiborat, wenn 2,5 B_2O_3 auf ein Molekül PbO treffen (44 Gewichtsproz. B_2O_3), ähnlich bei einem Lithiumborat. Wenn Le Chatelier glaubt daraus schließen zu müssen, daß die Additivität der Ausdehnung dadurch widerlegt wird, so braucht dies an sich noch nicht der Fall zu sein, vielmehr können derartige Minimumkurven auftreten, wenn gleichzeitig die Borsäure in zwei verschiedenen Formen, z. B. freie und gebundene, vorhanden ist, wie wir dies ja auch schon beim Brechungsexponenten und der Dichte bemerkt haben. Ähnliche Erscheinungen beobachtete Grenet bei einem Zusatz von Tonerde zu Bleisilikaten ($PbO \cdot SiO_2$ und $PbO \cdot 2SiO_2$).

Den Einfluß von Zusätzen untersuchte Grenet[10]) sowohl bei einem Flaschenglas von Blanzy wie bei einem Spiegelglas von Saint-Gobain. Die letzteren Resultate, welche teilweise von denen von Winkelmann und Schott prinzipiell abweichen, gibt Tabelle XXXVIII.

Den Einfluß von Tonerde und Magnesia auf die Ausdehnung von Silikatgläsern geben English und Turner[210]) an. Die von ihnen angegebenen additiven Koeffizienten der Einzeloxyde für $3\alpha \cdot 10^7$ weichen erheblich von den Winkelmann-Schottschen ab und sind: 0.15 für Si_2O, 1,96 für Na_2O, 4,89 für CaO und 1,35 MgO. Das Wesentliche der ausführlichen Untersuchungen von Rieke und Steger[211])

Tabelle XXXVIII.

Änderung des Ausdehnungskoeffizienten am St.-Gobainer Spiegelglas durch 6proz. Zusätze nach Grenet.

Zusatz von 6 Proz.	$\alpha \cdot 10^8$	Zusatz von 6 Proz.	$\alpha \cdot 10^8$
Ohne Zusatz	819	CoO	764
Na_2O	916	Cr_2O_3	792
K_2O	883	Bi_2O_3	805
Li_2O	895	MnO_2	786
CaO	835	CuO	769
BaO	810	ZnO	724
SrO	824	B_2O_3 und Li_2O	
SiO_2	773	3,3 + 3,3 Proz.	830
Al_2O_3	779	Na_2O 2 B_2O_3	
Kryolith	786	8 Proz.	798
Fe_2O_3	748	Na_2O 2 B_2O_3	
U_2O_3	772	15,2 Proz.	821

über die Ausdehnungskoeffizienten von Glasuren ist folgendes: Die Einführung von Al_2O_3 bis zu einer Menge von 0,3 Molekülen führt stets eine Erniedrigung der Ausdehnung herbei. Bei kieselsäurefreien Boratgläsern bewirkt dagegen ein höherer Gehalt als 0,2 Moleküle eine Erhöhung der Ausdehnung. Ein Ersatz der Kieselsäure durch äquimolekulare Mengen Borsäure erhöht die Ausdehnung. Nur bei kieselsäurefreien oder sehr borsäurereichen Gläsern tritt bei Zunahme der Borsäure eine Abnahme der Ausdehnung ein.

§ 77. **Ausdehnung bei höheren Temperaturen.** Die Änderung der Ausdehnung mit der Temperatur ist verschiedentlich untersucht worden, zuerst von Reimerdes[212]), der 3 optische Gläser bis 220° im Abbe-Fizeau-Apparat mit Quarzring untersuchte.

Eingehende Untersuchungen vor allem einiger für die Thermometrie wichtigen Gläser sind bis zum Bereich beginnender Erweichung an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführt worden (vgl. Wärmetabellen von Holborn, Scheel und Henning bei Vieweg 1919 ebenda Literatur); es seien die Resultate in der Darstellung nach Formel (10) wiedergegeben; d. h. die Verlängerung in mm eines 1 m-Stabes:

Jenaer Normal-Thermometerglas 16^{III}

0 bis 100° $0{,}7723\,\tau + 0{,}0350\,\tau^2$

20 „ 500° $0{,}778\,\tau + 0{,}0296\,\tau^2$

Jenaer Borosilikat-Thermometerglas 59^{III}

0 bis 100^0 $0{,}5680\,\tau + 0{,}0245\,\tau^2$
20 „ 100^0 $0{,}5608\,\tau + 0{,}0290\,\tau^2$
0 „ 500^0 $0{,}5833\,\tau + 0{,}00881\,\tau^2$

Jenaer Supremaxglas 1565^{III}

0 bis 500^0 $3306\,\tau + 0{,}014574\,\tau^2$.

Frühere Messungen an denselben Gläsern ergaben fast identische Resultate. Von Auffenberg[213]) wurde die Abhängigkeit der Ausdehnung von der Temperatur bei Quarz und einigen Gläsern mit anomal sich änderndem Elastizitätsmodul untersucht. Er findet dabei in einigen Fällen Unabhängigkeit von α von der steigenden Temperatur, in einigen sogar Abnahme.

§ 78. Eine neuere Arbeit von C. Peters und Cragoe[211]) behandelt die Änderung der Ausdehnung mit steigender Temperatur sehr ausführlich und fördert interessante Ergebnisse zutage. Nach der Abbe-Fizeau-Methode wurde bei 32 Gläsern die Ausdehnung bis zu ihrer Erweichung bestimmt. Es findet bei allen zuerst ein Anstieg statt, bei dem die Zunahme des Ausdehnungskoeffizienten pro Temperaturintervall ziemlich konstant bleibt. Dann kommt ein Temperaturbereich II, in dem eine steile Zunahme bis zur beginnenden Erweichung und bis die mit letzterer verbundene Kontraktion (durch Kapillarkräfte) einsetzt. Zwischen I und II findet sich bei einigen Gläsern ein Gebiet, in welchem die Zunahme des Ausdehnungskoeffizienten negativ wird. Ausdehnungskoeffizienten und Zusammensetzungen für die Temperaturbereiche I und II sind in den beiden Tabellen XXXIX a und b wiedergegeben. Der Temperaturbereich II ist identisch mit dem Ausgleichsbereich für Kühlspannungen, wie er auf optischem Wege über Doppelbrechung und auf thermischem Wege über vermehrte Wärmeabsorption festgestellt worden ist (s. auch § 117; vgl. ferner die Messungen von Pietenpol[215]) und Lafon[16, 348]) § 79.)

Bei Tabelle XXXIX a ist eine Spalte $x = \frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ zugefügt, welche das Verhältnis von $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ enthält. Es sei hier auf die Erscheinung hingewiesen, daß diejenigen Bestandteiloxyde, welche die größte Volumenverdichtung (B_2O_3 und BaO) hervorrufen, offenbar die größen Werte im Temperaturbereich II aufweisen. Es ist dies auch wieder ein Anzeichen dafür, daß im Temperaturbereich II die Bindungsweise der Glasbestandteile eine Lockerung oder irgendeine Umlagerung erfährt.

Im Zusammenhang damit, daß zweifellos die Änderung des Molekularvolumens mit dem Gang der Ausdehnung in einem physikalischen Zusammenhang steht, lassen sich vielleicht auf diesem Wege gewisse Konstitutionsfragen überblicken. (Die Bemerkungen der inzwischen

Tabelle XXXIXa.

Nr.	Bezeichnung	Temp.-Bereich I	$\alpha_1 \cdot 10^7$	Temp.-Bereich II	$\alpha_2 \cdot 10^7$	$r = \frac{\alpha_2}{\alpha_1}$
1–2	Barium-Flint *BS* 145 . .	22—494	88	519—550	331	3,76
3	Amerikanisches Plattenglas	19—461	99	563—579	373	3,77
4	„ „	20—508	108	540—560	401	3,71
5	„ „	23—494	101	564—583	460	4,56
6	Deutsches „	21—496	99	564—589	477	4,82
7	Französisches „	21—513	94	597—613	424	4,52
8	Leichtkron *BS* 103 . . .	24—422	104	494—507	548	5,27
9	„ *BS* 20 . . .	22—426	102	502—522	555	5,44
10	Borosilikatkron *BS* 94 . .	22—498	90	539—562	393	4,37
11	Bariumkron *BS* 87 . . .	23—499	90	589—610	649	7,22
12	Mittleres Flint *BS* 110 . .	23—402	97	452—478	396	4,08
13	Leichtflint *BS* 188 . . .	22—451	88	494—512	347	3,94
14	„ *BS* 33 . . .	23—420	76	495—511	292	3,84
15	Leichtkron *BS* 103 . . .	24—422	104	496—505	550	5,23
16	Handelsglas	23—445	107	510—534	309	2,89
17	„	22—452	103	—	—	—
18—19	„	22—470	102	530—555	317	3,11
20	Macbeth Evans . . . . . Flaschenglas	22—449	69	567—586	454	6,58
21	Pyrex	21—471	36	552—571	151	4,20
22	Schott und Genossen . . (Flasche)	19—414	56	540—562	404	7,23
31—32	Jenaer Glas 59III . . . . parallel Rohrachse	38—522	64	564—600	437	6,82
	Jenaer Glas 59III . . . . senkrecht Rohrachse	22—491	62	562—603	452	7,27
	Natr.-Silikatröhrenglas . .	21—372	120	506—525	234	1,95
	„ . .	21—338	91	464—483	236	2,60
	„ . .	21—345	96	457—477	225	2,34
	Fluoritröhrenglas	22—364	98	510—551	284	2,90
	Bleisilikatröhrenglas . . .	21—333	97	430—469	227	2,34
	Vakuumröhrenglas . . .	23—405	116	509—545	205	1,77
	Einschmelzglas (Deutsch) .	23—383	90	456—481	283	3,14
	Einschmelzglas (Corning) .	22—376	83	460—485	258	3,11

Tabelle XXXIXb.

Glas-Nr.	Zusammensetzung des Glases												
	SiO_2	CaO	Na_2O	As_2O_5	MgO	K_2O	Sb_2O_3	Fe_2O_3	Al_2O_3	ZnO	B_2O_3	BaO	PbO
1—2	58,8	—	1,7	—	—	8,3	—	—	—	2,5	1,7	14,3	12,7
3	71,3	12,5	13,4	0,9	0,3	0,1	—	0,1	—	—	—	—	—
4	72,0	10,2	16,2	0,3	—	0,3	—	0,1	—	—	—	—	—
5	71,5	12,4	13,7	0,1	—	—	—	0,1	—	—	—	—	—
6	72,5	11,5	13,8	—	—	0,2	0,5	0,1	—	—	—	—	—
7	71,3	14,7	10,4	—	—	0,4	—	0,4	—	—	—	—	—
8	67,0	—	12,0	0,4	—	5,0	—	—	—	1,5	3,5	10,6	—
9	68,6	—	12,0	0,2	—	5,0	—	—	—	1,0	3,5	9,7	—
10	66,5	—	9,8	0,2	—	5,9	—	—	—	2,0	7,8	7,8	—
11	47,6	—	2,0	1,4	—	6,0	—	—	—	9,9	4,0	29,2	—
12	44,3	3,0	3,5	0,2	—	5,0	—	—	—	—	—	—	44,0
13	53,9	2,0	1,0	0,3	—	7,6	—	—	—	—	—	—	35,2
14	54,0	2,0	1,0	0,3	—	6,0	—	—	—	—	—	—	36,7
15	67,0	—	12,0	0,4	—	5,0	—	—	—	1,5	3,5	10,6	—
16	74,0	5,8	17,1	—	3,1	—	—	—	—	—	—	—	—
17	74,3	5,5	17,2	—	3,0	—	—	—	—	—	—	—	—
18—19	74,0	7,2	16,1	—	2,7	—	—	—	—	—	—	—	—
20	73,0	0,7	10,8	—	4,3	0,3	0,6	0,4	1,0	5,6	3,6	—	—
21	80,5	0,3	4,4	0,7	0,1	0,2	—	0,3	2,0	—	11,8	—	—
22	64,7	0,6	7,5	0,1	0,2	0,4	—	0,3	4,2	10,9	10,9	—	—
31—32	71,9	—	11,0	—	—	—	—	—	5,0	—	12,0	—	—

erschienenen Notiz von Salpeter[185]) müssen vom quantitativen Standpunkt aus nach den gegenwärtig vorliegenden Resultaten mit ihrer Unsicherheit als verfrüht bezeichnet werden, zumal sie nur das Atomvolumen der Elemente berücksichtigen und schon in wichtigen Einzelheiten versagen, z. B. AV von K größer als AV von Na, aber die spezifische Ausdehnung von Na_2O ist zweifellos größer als K_2O).

§ 79. **Einfluß von Druck** (Spannung). Über den Einfluß des Druckes auf die Wärmeausdehnung des Glases ist direkt nichts bekannt. Sehr häufig dagegen ist der Ausdehnungskoeffizient vom verspannten, durch Kühlen anisotrop gewordenen Glase untersucht worden. Da bei allen diesen Untersuchungen — entsprechend dem Aggregatzustand des Glases als einer sehr zähen Flüssigkeit — eine reinliche Trennung zwischen Volumendeformation infolge Entspannung und Änderung des Ausdehnungskoeffizienten durch Kompression oder Dilatation nicht durchgeführt wurde, so sind auf die letztere Größe nur bedingte Schlüsse zu ziehen.

Sind Gläser oder Glasschichten infolge der Kühlung komprimiert, so wird natürlich eine geringere Wärmeenergie nötig sein, um eine bestimmte Volumenvermehrung pro Grad hervorzurufen, als bei spannungsfreien Stücken, da im ersten Fall ein Teil der Volumenvermehrung auf Kosten der bei der Entspannung frei werdenden inneren Kräfte stattfindet. Umgekehrt ist es bei gedehnten Schichten, wo die Ausdehnung kleiner wird. Berndt[112]) führt Messungen an, bei denen die Ausdehnung $\pm$ 15 Proz. an verspannten Stäben gegenüber feingekühlten beträgt. Durch direkte Längemessung wurde von W. Pietenpol[215]) die Beeinflussung der Wärmeausdehnung durch freiwerdende Spannungen beobachtet. Je stärker verspannt das Glas war, desto kleiner war die Ausdehnung bei Annäherung an den Temperaturbereich beginnender Plastizität. Oberhalb verhält sich gekühltes Glas wie ungekühltes Glas. Über den Einfluß der Auslösung von Spannungen, starkes Ansteigen der Ausdehnung nahe am Erweichungsbereich und Ausdehnungsanomalien berichtet auch P. Lafon[216]).

Ein einschlägiges Beispiel findet sich auch bei Schott[206]) beschrieben: aus einem stark gespannten Stab wird ein Zylinder mit Endflächen herausgearbeitet. Nach Erwärmung auf ca. 100^0 werden beide Endflächen konkav. Bei völliger Wiederabkühlung auf die Ausdehnungstemperatur verbleibt ein Rest von Konkavität und Volumenvermehrung. Bei einer zweiten, sogar langdauernden Erwärmung auf 100^0 erfolgte keine neue relative Deformation und alle Teile dehnten sich gleichmäßig aus, als dagegen der Zylinder auf noch höhere Temperatur (bis 200^0) gebracht wurde, verhält sich dieser im hohen Temperaturintervall wieder wie beim ersten Versuch. Die volle Erklärung für diesen Versuch kann man aber erst nach Berücksichtigung der Erscheinungen der Kompressibilität, der elastischen und thermischen Nachwirkung und unter Berücksichtigung der plastischen Eigenschaften des Glases geben. Immerhin ist es bemerkenswert, daß offenbar durch eine Wärmebehandlung von nur 80^0 über Zimmertemperatur, so schnell dauernde Dichte bzw. Volumenänderungen hervorgebracht werden können.

§ 80. Thermische Nachwirkung. Bei Glasthermometern ergeben sich zwei verschiedenartige Erscheinungen, welche die genaue Temperaturmessung beeinflussen:

1. Das „Altern“ des Glases ergibt den sogenannten sekularen Anstieg des Nullpunktes. Die Erscheinung kann durch „künstliches Altern“, mehrtägiges Erhitzen auf 100^0, beschleunigt und nahezu zum Verschwinden gebracht werden.

2. Eigentliche thermische Nachwirkung, d. h. nach einer Wärmebehandlung stellt sich das der neuen konstanten Temperatur entsprechende Volumen erst einige Zeit nach Erreichung dieser Temperatur ein. Diese Erscheinung bewirkt die sogenannte Depression des Nullpunktes. Sie wirkt dem bei jungen Thermometern vorhandenen sekularen Anstieg entgegen, erreicht ihr Maximum also erst nach einer (eventl. künstlichen) Alterung. Die Größe dieser periodischen Depression wird durch ihre Größe bei einer Erwärmung von 100° und nach schneller Abkühlung gemessen (Depressionskonstante). Die Depressionskonstante beträgt z. B. bei Jena 16^{III} 0,06—0,1°, bei Jena 59^{III} 0,035°, bei dem französischen Thermometerglas Verre dur 0,1—0,12°.

Beide Erscheinungen stehen im Zusammenhang und sind ausführlich behandelt bei Hovestadt[1]) und Thiene[8]) (ebenda auch Literatur). Diese thermischen Nachwirkungen sind vor allem groß bei Gläsern, die beide Alkalien gleichzeitig enthalten [Wiebe[218]) und Weber[219])]. Sie gehen parallel mit den elastischen Nachwirkungen (Weidmannn s. § 92). Auch nach den Anschauungen Hovestadts[1]) (l. c. S. 337ff.) sind sie mit diesen identisch, denn durch die schlechte Wärmeleitung des Glases werden bei einer Erwärmung immer Spannungen auftreten, welche die Ausdehnung der einzelnen Schichten verschieden beeinflussen und bei ihrem langsamen Ausgleich Nachwirkungserscheinungen zeitigen (Nullpunktsdepression). Aber auch langdauernde molekulare Umlagerungen können beim Glas vorkommen (sekularer Anstieg), offenbar am meisten begünstigt durch komplizierte Verbindungen von Silikaten mit großem Molekularvolumen (Alkalien in Wechselwirkung). An Quarzglas beobachtete Kaye[219]) Hysteresis der Wärmeausdehnung.

Wärme- und molekulare Eigenschaften.

§ 81. Spezifische Wärme. Die spezifische Wärme der Gläser ist diejenige Eigenschaft, welche von allen mit größter Annäherung additiv ist und das Koppsche Gesetz von der Additivität der Mol-Wärmen stimmt daher sehr gut. Da die im Glase meist vorherrschenden sauren Bestandteile SiO_2, B_2O_3, P_2O_5 gerade die Elemente mit niedrigem Atomgewicht enthalten, welche die größte Abweichung von der Dulong-Petitschen Regel zeigen, so ist zu erwarten, daß die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme sehr bedeutend ist. In der Tat wurde dies auch von W. P. Withe[220]) bestätigt, der z. B. bei weichem Röhrenglas folgende Werte von c_p nach der Mischungsmethode fand:

0,1976 (100°), 0,2404 (500°), 0,2794 (900°), 0,3007 (1500°).

Im Bereich beginnender Plastizität beobachtete Withe eine relativ hohe Zunahme der spezifischen Wärme mit der Temperatur. A. Magnus[221]) ermittelte an einem weichen (Blei-)Glas ebenfalls folgende steigende Werte von c_p : 0,2004 ± 0,0002 (17—100°), 0,2172 ± 0,0001 (17—213°) und 0,2304 ± 0,0004 (17—329°). Nach W. P. Withe läßt sich ferner die spezifische Wärme von Quarzglas zwischen 0 und 1400° darstellen durch: $0{,}1670 + 0{,}000189\,t - 0{,}000\,000\,125\,t^2$. Die spezifische Wärme in der glasigen Form findet er größer als in der kristallinen.

Ch. L. Lindemann[223]) prüfte die Temperaturfunktion der Ausdehnungskoeffizienten im Verhältnis zu dem der spezifischen Wärme bis herab zur Temperatur der flüssigen Luft. Das Verhältnis ist keineswegs konstant, sondern die spezifische Wärme sinkt stärker als die Ausdehnung.

Die spezifische Wärme von 18 verschiedenen Jenaer Gläsern untersuchte Winkelmann[222]) nach der Regnaultschen Mischmethode zwischen Zimmertemperatur und 100° (ähnliche Ergebnisse erzielte Subow[224]) nach der Methode des Eiskalorimeters). Die extremsten von ihm an Spezialgläsern gefundenen Werte von c_p sind 0,2318 und 0,817.

Die Übereinstimmung der von Winkelmann gemessenen und additiv berechneten Werte für c_p ist eine sehr gute zu nennen in Anbetracht derjenigen Genauigkeit, mit der die Einzelwerte für die Oxyde bekannt sind und in Anbetracht dessen, daß bei der Angabe der Zusammensetzung manche Ungenauigkeiten gegenüber den wirklich im Glase enthaltenen Oxyden vorhanden sind, z. B. bei einem Lithium-Aluminium-Borat. Die Einzelwerte der spezifischen Wärme c_x der Oxyde, welche Winkelmann für seine Rechnung benutzte und aus denen man mit hinreichender Genauigkeit für jedes Glas c_p berechnen kann, sind:

Tabelle XL.

Oxyd	$c_x \cdot 10^3$	Oxyd	$c_x \cdot 10^3$
SiO_2	191,3	MgO	243,9
B_2O_3	227,2	Al_2O_3	207,4
P_2O_5	190,2	Li_2O	549,7
PbO	51,2	Na_2O	267,4
BaO	67,3	K_2O	186,0
ZnO	124,8	As_2O_5	127,6
CaO	190,3	M_2O_3	166,1

§ 82. Wärmeleitung. Die Messung der Wärmeleitfähigkeit ist mit großen Schwierigkeiten verbunden, da sie eine Energiemessung ist und gewisse Wärmeleitungs- und Strahlungsverluste nur schwer zu vermeiden bzw. in Rechnung zu setzen sind, insbesondere bei so schlecht leitenden Substanzen wie Glas. Für Gläser kamen folgende Methoden zur Anwendung:

A. Messungen des absoluten Wärmeleitvermögens.

1. Voigt-Venske: Es wird die Wärmeabgabe einer erwärmten Wassermenge bestimmt, welche durch die zu messende Glasplatte hindurch vom vorbeiströmenden kalten Wasser aufgenommen wird (angewandt von Focke).

2. J. Williams[229]): Eine Quecksilbersäule in einem Glaszylinder wird durch Elektrizität beheizt, die zugeführte Energie gemessen und die Wärmeabgabe an der Außenwand gegen fließendes Wasser bestimmt.

3) Eucken[227]) (elektrisch modifizierte Methode von Lees): Die Wärmeleitfähigkeit wird im stationären Zustand beobachtet. Eine durch einen Widerstandsdraht elektrisch erwärmte Kupferplatte befindet sich zwischen zwei Platten aus der zu untersuchenden Substanz, deren Außenflächen auf konstanter Temperatur gehalten werden. Die Differenz zwischen der Temperatur des Heizkörpers und der Außentemperatur wird durch Thermoelemente gemessen. Sind nun die zugeführte Energie und die Dimensionen der Platten bekannt, so erhält man die Leitfähigkeit k nach der Formel

$$k = \frac{Qh}{q \cdot dt} \tag{11}$$

(Q zugeführte Wärme, dt Temperaturdifferenz, h Dicke, q Querschnitt der Platten).

B. Bestimmung der relativen Wärmeleitfähigkeit.

1. Christiansen (Leitungssäule), drei parallele Kupferplatten sind durch Schichten vom bekannten und zu messenden Material getrennt. Die beiden Außenplatten werden auf konstanter Temperaturdifferenz gehalten und die Temperatur der mittleren in statischem Zustande gemessen (angewandt von Paalhorn an Glas gegen Luft und Glas gegen Glas).

2. Senarmont-Röntgen-Voigt (Isothermen): Zwei rechtwinklige Prismen aus dem bekannten und dem zu messenden Glas werden mit den Hypotenusenflächen aneinander gekittet und eine gemeinsame Fläche mit Elaidinsäure (Schmelzpunkt 45°) bestrichen. Läßt man

senkrecht zu einer der Kathetenflächen einen Wärmestrom eintreten, so werden die Isothermen an der Trennungslinie der Prismen geknickt und im statischen Zustand ist das Tangentenverhältnis der beiden durch die Schmelzpunktlinie ausgezeichneten Isothermen gleich dem Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit (angewandt von Voigt und Focke).

§ 83. Die Werte von Paalhorn[225]) und Focke[226]) weichen bis zu 40 Proz. voneinander ab. Die besten Werte scheinen die von Eucken[227]) gemessenen zu sein, der auch die Temperaturabhängigkeit zwischen + 100° und — 190° an einigen optischen Gläsern bestimmte.

Tabelle XLI.
Wärmeleitfähigkeit $k \cdot 10^3$ nach Eucken.

Glasart	Opt. Typ	Schott-Typ	100°	0°	— 78°	— 190°
Borosilikatkron	469 649	*O* 802	3,243	2,796	2,532	1,181
„	469/649	*O* 802	3,53	2,83	2,40	—
„	516/640	*O* 3832	—	2,825	—	1,195
„	519/604	*O* 3453	—	2,675	—	1,182
Mittelflint	613/369	*O* 118	—	1,900	—	0,865
Schwerflint	649/338	*O* 102	—	1,867	—	0,851
„	754/275	*O* 165	1,812	1,698	—	0,807
Boratflint	—	*S* 399	—	1,803	—	0,864
Phosphatkron	516/692	*S* 367	2,007	1,769	—	0,877
Quarzglas	—	—	4,57	3,32	2,77	1,58
Quarzkristall ‖	—	—	21,5	32,5	46,7	117,0
„ ⊥	—	—	13,33	17,31	24,09	58,6

Die Wärmeleitfähigkeit amorpher Körper nimmt nach Eucken[227]) im Gegensatz zu den kristallinischen mit steigender Temperatur zu, und zwar zeigt sie einen ähnlichen Temperaturverlauf wie die spezifische Wärme. H. Freundlich[169]) (l. c. S. 453) weist darauf hin, daß gerade im Zusammenhang mit diesen Ergebnissen die Art der Elektronenbindung bei den amorph-festen Körpern eine wesentlich andere zu sein scheint als bei den kristallinen. (Der von Krüger[228]) gefundene entgegengesetzte Temperaturverlauf mit einer Abnahme der Wärmeleitfähigkeit von ca. 0,04 Proz. pro 1° Temperatursteigerung bedarf wohl sehr der Aufklärung.) Die Größenordnung der von Williams[229]) angegebenen Werte entspricht durchaus der von Eucken; auch Messungen des Verf. in den Sendlinger optischen Glaswerken ergaben sowohl gleiche Absolutwerte wie den gleichen Temperaturverlauf. Kieselsäure und Tonerde erhöhen die Wärmeleitfähigkeit; am meisten herab-

gesetzt wird sie durch Blei, dann auch durch Zink, Barium und die Alkalien. Nach unbefriedigenden Versuchen von Paalhorn und Winkelmann die Wärmeleitfähigkeit additiv aus spezifischen Konstanten und Gewichtsprozenten der Einzeloxyde zu bestimmen, hat der letztere den spezifischen Wärmewiderstand (reziprokes Wärmeleitvermögen) additiv aus den Volumenprozenten der Einzelbestandteile einigermaßen darzustellen vermocht, und zwar durch Annahme folgender Werte für die Einzelmultiplikatoren:

$$\begin{array}{lll} SiO_2 = 3{,}4 & MgO = 5{,}0 & Na_2O = 10{,}5 \\ B_2O_3 = 6{,}6 & Al_2O_3 = 2{,}5 & K_2O = 13{,}3 \\ ZnO = 15{,}0 & As_2O_5 = 3{,}0 & CaO = 6{,}0 \\ PbO = 16{,}0 & BaO = 13{,}0 & P_2O_5 = 6{,}7. \end{array}$$

C. H. Lees[231]) findet bei einem Druck von 70,8 kg/cm² bei Glas eine merkliche Zunahme der Wärmeleitfähigkeit. Eine Anwendung der Gesetze der Wärmeleitung auf die Temperaturverteilung beim Kühlen von Glas und Folgerungen daraus für die günstigste Leitung des Kühlprozesses findet sich bei Adams und Williamson[232]). Williamson[232a]) hat ferner aus Wärmeleitfähigkeit, Ausdehnungskoeffizienten, elastischen Konstanten und Erhitzungsgeschwindigkeit für den Fall der Kugel, Zylinders oder Platte die allgemeinen Gleichungen für die durch Temperaturdifferenzen hervorgerufenen Spannungen berechnet.

§ 84. Wärmefestigkeit. Die Wärmefestigkeit wurde bisher „thermische Widerstandsfähigkeit" genannt und als solche zuerst von Winkelmann und Schott[196]) eingeführt und geprüft. Sie ist eine komplexe Eigenschaft, welche die Widerstandsfähigkeit verschiedener Glassorten gegen plötzliche Temperaturunterschiede, insbesondere gegen plötzliches Abschrecken, beschreiben soll. Es ist vorweg zu sagen, daß die Wärmefestigkeit gegen das Abschrecken wesentlich gering ist, als gegen plötzliche Temperaturerhöhung, weshalb vor allem der erste Fall praktisch interessiert, insofern er häufiger zur Zerstörung des Glases führt. Der Grund ist, daß im ersten Fall in den Außenschichten Zug-, im zweiten Fall Druckspannungen auftreten und Glas mehrfach größere Druck- wie Zugspannungen zu ertragen vermag.

Aus gewissen physikalischen Überlegungen heraus geben Winkelmann und Schott[196]) für die Größe F, den Koeffizienten der Wärmefestigkeit eines Glases, folgenden Ausdruck

$$F = \frac{P}{\alpha E}\sqrt{\frac{k}{s \cdot c_p}} = C(t - t_0). \tag{12}$$

Dabei ist P die Zugfestigkeit, k das absolute Wärmeleitvermögen, α der lineare Ausdehnungskoeffizient, E der Elastizitätmodul, s die Dichte, c_p die spezifische Wärme. F ist außerdem proportional einer für jedes Glas bei gegebener Form und Größe charakteristischen Temperaturdifferenz $(t-t_0)$, bei der das Springen beim plötzlichen Abschrecken auftritt. In erster Linie ausschlaggebend für die Wärmefestigkeit eines Glases sind also die Größen P, α und E. Diese Größen können nach Ansicht des Verf. durch thermische Behandlung im ungünstigen Sinne beeinflußt werden und tragen dann zu einer entsprechenden Herabsetzung der Wärmefestigkeit bei. Winkelmann und Schott prüften ihre Überlegungen an dem Zerspringen von vorgewärmten 20- und 10-mm-Würfeln durch plötzliches Eintauchen in kaltes Wasser und fanden ihre Voraussetzungen einigermaßen bestätigt. Wärmefestes Glas zeichnet sich im allgemeinen durch hohen Kiesel- und Borsäuregehalt und durch geringe Mengen von Alkalien aus. Von den zweiwertigen Basen scheinen Zink und Magnesium günstig zu wirken, von den dreiwertigen das Antimon.

Wärmefeste Gläser sind z. B. das Schottsche Tempaxglas, das Ignalglas der Sendlinger optischen Glaswerke und das in neuerer Zeit vielgenannte Pyrexglas der Corning Glass-Works. Für das letztere wird die Zusammensetzung in Gew.-Proz. angegeben:

$$80{,}71\ SiO_2,\quad 10{,}47\ B_2O_3,\quad 3{,}55\ Al_2O_3,\quad 4{,}14\ Na_2O$$
$$0{,}70\ CaO,\quad 0{,}57\ MgO$$ (nach C. Lecher[233]).

Nicht zu verwechseln damit sind die künstlich gehärteten Gläser (Hartglas von de la Bastie), bei denen durch Abschrecken des glühenden Glases in heißem Öl, oder auf andere Weise eine Kompressionsschicht in der Außenhaut des Glases erzeugt wird, die Schutz gegen örtliche mechanische und thermische Überbeanspruchung gewährt, solange die Oberfläche dabei unverletzt bleibt (Zerspringen von Glastränen). Schott[200]) ersetzte in seinem Verbundglase die Kompressionsschicht durch eine Überfangschicht aus Glas von kleinerer Ausdehnung, welche meist nur auf der Innenseite aufgebracht wird.

Eine technische Prüfung der Wärmefestigkeit von erhitzten Hohlgläsern durch Eintauchen in kaltes Wasser hat unter anderen Niclardot[231]) ausgeführt.

§ 85. Sorption. Als Adsorption bezeichnet man Konzentrationsänderungen an der Oberfläche einer Phase. Die eigentliche Adsorption rechnet man bis zu einer Schichtdicke von der Dimension etlicher Moleküle. Bei Erscheinungen größerer Schichtdicke kann man nicht

mehr von reiner Adsorption sprechen. Es sind dann der festen Phase sogenannte „diffuse“ Schichten übergelagert, die mehr oder weniger schon einer Lösung mit stetigem Übergang entsprechen. Derartige Schichten können bei zur Gelbildung neigenden Stoffen wie Glas mit Quellungsvorgängen verbunden sein. Die Quellschicht löst dann ihrerseits wieder Flüssigkeiten und Gase (auf dem Wege der Adsorption-Diffusion) und natürlich können sich auch dann noch chemische Reaktionen abspielen und Verbindungen auftreten. Derartige Erscheinungskomplexe pflegt man neuerdings als „Sorption“ zu bezeichnen und in dieser komplizierten Weise etwa stellt sich der Vorgang beim Glase dar, dessen Resultat man meist mit „adsorbierter Wasserhaut“ bezeichnet findet.

Daß an Glas Oberflächenschichten adhärieren, die auch durch Vakuum nicht ohne weiteres wegzubringen sind, bemerkt schon Voigt[235]), der die Schichtdicke auf 0,1 μ schätzte. Bunsen[236, 237]) fand dann, daß die Schicht auch durch intensive Wärmebehandlung sich nicht völlig entfernen läßt. Durch ihr optisches Verhalten sind die Oberflächenschichten Drude aufgefallen (s. § 51). Nicht nur Alterung an der Atmosphäre, sondern vor allem auch die Art der Bearbeitung der Glasoberfläche, insbesondere das Polieren, beeinflußt diese Schichten. (Dieses Thema behandelt, wenigstens vom praktischen Standpunkt aus, eine zusammenfassende Darstellung von Morey[238].) (Vgl. ferner über Alkaliabgabe durch Polieren und Veränderung des Reflexionsvermögens, J. W. French[239].)

Die jedem Glase anhaftende mehr oder weniger starke „Wasserhaut“ (vgl. § 64) macht sich beim Evakuieren insbesondere bei gleichzeitiger Temperatursteigerung durch Gasabgabe bemerkbar. Darum wurde diese Erscheinung vorzugsweise vonseiten der Hochvakuumtechnik eingehend untersucht[241]). Eine quantitative Angabe über Gasabgabe von Jenaer Röhrenglas findet sich bei Guichard[240]). Eingehende Untersuchungen liegen vor allem von Langmuir[242]) vor. Nach seiner Ansicht deutet die fortwährende Gasabgabe bei langer Erhitzungsdauer darauf hin, daß nach Abgabe der adsorbierten Gasschicht und bei hinreichend hoher Temperatur (in der Nähe beginnender Erweichung) eine langsame Zersetzung des Glases eine stetige Quelle der Gasabgabe bildet. Die Zerstörung der Wasserhaut und die Zersetzung des Glases scheint durch Elektronenbombardement und Strahlenabsorption gefördert werden zu können, worauf besonders auch Pirani[243]) aufmerksam macht. Die Anschauungen von Langmuir erfahren eine besondere Stütze durch die Untersuchungen von Sherwood[244]). Dieser nahm

für verschiedene Gläser die Gasabgabe im Vakuum als Funktion der Temperatur auf und trennte die Gase in Wasserdampf, Kohlensäure und Restgase, vorwiegend Stickstoff. Die Charakteristik für ein normales Glühlampenbleiglas gibt Fig. 18 wieder. Bemerkenswert ist, daß jede Gaskurve dabei ein Minimum aufweist, besonders ausgesprochen beim Wasserdampf, wo es bei 310⁰ liegt, während das erste Maximum bei etwa 180⁰ auftritt. Prinzipiell ähnlich verlaufen die Kurven bei dem Glas *G*—702—*P*, einem Natron-Magnesium-Borosilikatglas der Corning Glassworks. Bei diesem wird aber in größter Menge die Kohlensäure bei 310⁰ abgegeben, während Wasserdampf das erste

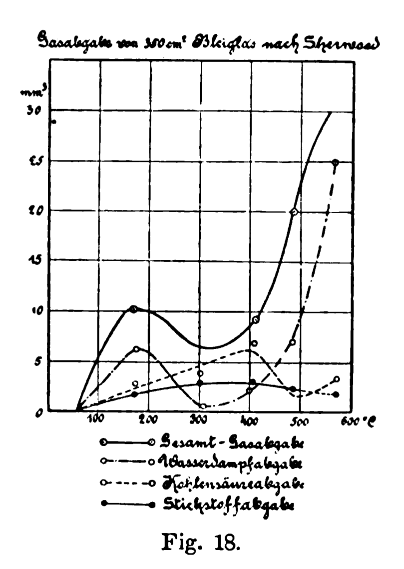


Fig. 18.

Maximum bei 210⁰ und das weniger ausgesprochene Minimum bei 450⁰ zeigt. Völlig anders dagegen sieht die Charakteristik eines gewöhnlichen Kalk-Natron-Silikatglases aus, welche in Fig. 19 wiedergegeben ist. Hier tritt besonders beim Wasserdampf ein äußerst scharf ausgesprochenes zweites Maximum bei 540⁰ auf, welches nicht ohne weiteres durch die gebräuchliche Erklärung der Sorption bzw. der Glaszersetzung zu erklären scheint.

Auch reine Adsorptionserscheinungen finden bei Glas statt, so z. B. wurden sie für Kupfer von Elissafoff[245]) nachgewiesen. Auch gewisse Versuche von Falta[246]) weisen auf die Adsorptionsmöglichkeit von verschiedenen Schwermetallen hin. Die Adsorptionsversuche mit Radioelementen von Horovitz und Paneth[247]) sind hier ebenfalls

zu erwähnen, welche eine Abhängigkeit der adsorbierten Menge von der untersuchten Glasart insofern gaben, als im allgemeinen bei schwer angreifbarem Glase mehr adsorbiert wurde, als bei stärker hygroskopischem.

Benetzung: Untersuchungen von Quincke[247a]) über Steighöhen von Flüssigkeiten in Kapillaren aus verschiedenen Glasarten weisen darauf hin, daß die Glasart (bzw. ihre Adsorptionsschicht) einen spezifischen Einfluß ausübt. Volkmann[247a]) konnte allerdings diesen (äußerst wahrscheinlichen) Einfluß nicht bestätigen.

§ 86. Diffusion. Glas scheint, eventuell unterstützt durch elektrolytische Vorgänge, die Wärmediffusion gewisser Stoffe auch

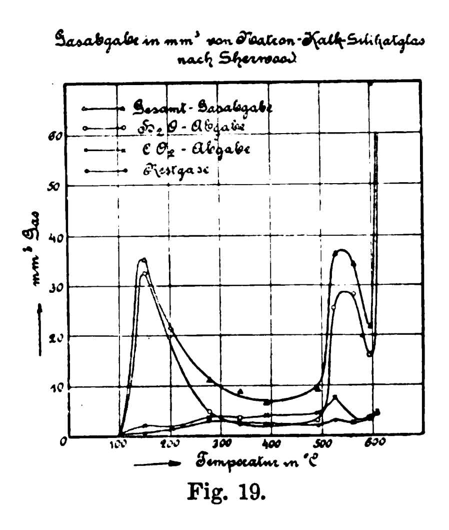


Fig. 19.

schon bei verhältnismäßig niedrigen Temperaturen zu zeigen. Für Silber wies dies Günther-Schulze[248]) an einem Thüringer Glase nach. Er gibt folgende Resultate an: „Bei Temperaturen über 250^0 C diffundiert Silber aus geschmolzenem $AgNO_3$ merklich in gewöhnliches Thüringer Glas hinein. Das Silber diffundiert in Form freier Ionen in das Glas und für jedes eintretende Silberion tritt ein Natriumion aus. Die Diffusion ist ein Ionenvorgang. Die Leitfähigkeit des Glases wird durch den Ersatz des Natriums durch Silber auf das 1,5 fache erhöht. Die in das Glas diffundierende Silbermenge ist in Übereinstimmung mit einer von Warburg[249]) aufgestellten Theorie der Wurzel der Diffusionsdauer und der Wurzel aus der Leitfähigkeit des Glases $\times$ absolute Temperatur proportional bei Änderung der Leitfähigkeit

durch Änderung der Temperatur. Die Konzentration des Silbers im Glase nimmt mit zunehmender Tiefe geradlinig ab."

Auch nach Kopfermann und Heydweiler[147]) läßt sich *Ag* und *Cu* aus geschmolzenen Salzen durch Wärmediffusion ebenso wie durch Elektrolyse, wenn auch erheblich langsamer, ins Glas einführen.

Thermische Diffusions-Erscheinungen wurden an Glas von Wessels[250]) festgestellt (sogen. Ludwig-Soret sches Phänomen). In einer anfangs homogenen Lösung reichert sich die gelöste Substanz bei lokaler Erwärmung infolge von Thermo-Diffusion in den benachbarten kälteren Teilen an. Diese Erscheinung konnte bei Eisen-Mangan- und Chromglas nachgewiesen werden, während sie bei Kobaltglas ausblieb. Die Versuchstemperatur betrug etwa 600°, die Versuchsdauer vier Tage.

Diffusion von Gasen durch Glas bei Zimmertemperatur glaubte Zenghelis[251]) nachgewiesen zu haben, doch wird diesem Versuche mit Recht von A. Stock und Heynemann[252]), Tollens[253]) und Landolt[254]) widersprochen. Auch Quincke[255]) und Firth[256]) konnten im Laufe von Jahren bei Zimmertemperatur keine Durchlässigkeit für Gase feststellen, dagegen ist bei Temperaturen nahe der Erweichung zweifellos eine gewisse Gasdurchlässigkeit vorhanden, sogar bei Quarzglas. Für ein gewisses Thüringer Glas beginnt die merkliche Durchlässigkeit bei etwa 550°, für das härteste Spezialglas bei etwa 800°. Wasserstoff diffundiert schon bei niedrigeren Temperaturen als Sauerstoff und andere Gase. Neuerdings untersuchten Williams und Ferguson[258]) die Durchlässigkeit von Quarz-, Pyrex- und Jenaer Verbrennungsröhrenglas unter 1 Atm. Außendruck. Bei Quarzglas ist die Durchlässigkeit für He 22 mal größer als für H_2. Luft und N_2 werden unter den Versuchsbedingungen bis 881° nicht merklich durchgelassen. Die beiden andern Gläser sind für H_2 ebenfalls bis 640° undurchlässig. Nach Johnson und Burt[259]) zeigt Quarzglas für H_2 merkliche Durchlässigkeit schon bei 300°, für N_2 erst von 600° an (ähnlich verhält sich Ar). Die Durchlässigkeit steigt sehr stark mit der Temperatur. Schon früher behandelte Berthelot[260]) dasselbe Thema in mehreren Arbeiten.

Gerade das Beispiel des extrem hoch erweichenden Quarzglases scheint dem Verf. darauf hinzudeuten, daß bei diesen Vorgängen neben der Wärmediffusion die Adsorption und Lösungstension eine bevorzugte Rolle spielen.

Auch der Einfluß der Flammengase beim Verarbeiten des Glases vor der Lampe beruht teilweise auf Diffusion, teilweise allerdings auch auf Verdampfen von Glasbestandteilen und Gasabgabe (vgl. auch

M. Travers, sowie Hodkin u. Turner[257]). Der Diffusion gehen wahrscheinlich Adsorptionen an der Oberfläche voran.

Die im Glase gelösten Gase wurden von Washburn, Footit und Bunting[260a]) direkt durch Auspumpen bei hohen Temperaturen (1200°) im Vakuum bestimmt, wenn auch bei dieser Arbeit scheinbar die Frage noch offen bleibt, inwieweit die Veränderung der Dampfspannung die Resultate beeinflußte. Die Autoren fanden folgende Gew.-Proz. an Gasen bei den Gläsern:

Barint I . .	0,035	an O_2	0,011	an CO_2	und	—	an	N_2
Barint II . .	0,015	„ O_2	0,005	„ CO_2	„	—	„	N_2
Leichtflint . .	0,005	„ O_2	0.014	„ CO_2	„	0,003	„	N_2
Borosilikatkron	0,004	„ O_2	0,004	„ CO_2	„	0,003	„	N_2.

Elastische Eigenschaften.

§ 87. Ein homogener isotroper fester Körper zeigt unter dem Einfluß eines äußeren (isothermen) Druckes sowohl Deformation des Volumens wie der Gestalt. Gewöhnlich benützt man den Elastizitätsmodul E (Young-Modul) und die Elastizitätszahl μ (Poisson-Konstante) für die beiden zur Beschreibung einer solchen Veränderung notwendigen und hinreichenden Größen. Über diese beiden wird hier vorwiegend berichtet. Physikalisch bedeutungsvoller wären allerdings die Moduln der Volum- und Gestaltselastizität von Kirchhoff. Obwohl Glas thermodynamisch als Flüssigkeit angesprochen werden muß, so ist sein elastisches Verhalten bis hinauf zu erstaunlichen hohen Temperaturen, nämlich bis dicht zu seiner merklichen Erweichung, fast vollständig das eines homogenen isotropen festen Körpers. Die elastischen Eigenschaften werden aber natürlich stark beeinflußt durch Spannungen, welche Anisotropie herbeiführen bzw. das Glas schon von vornherein in den Zustand einer Deformation versetzen, so daß die äußeren Kräfte nicht mehr die allein deformierenden sind. Andererseits spielt auch bei einem sonst homogenen Glase von bestimmter Zusammensetzung die Wärmevergangenheit eine erhebliche Rolle für die Quantität seiner Eigenschaften und speziell seiner elastischen. Die Ursachen hierfür sind wohl — bisher noch nicht genügend aufgeklärte — konstitutive Umwandlungen und molekulare Verlagerungen, die nicht in allen Fällen einen normalen Grenzzustand durch geeignete Behandlung entgegengeführt werden können. Diese Ursachen scheinen auch teilweise in der Erscheinung der elastisch-thermischen Nachwirkung und der „Alterung" erkennbar. Aus diesem Grunde müssen die zahlenmäßigen Werte der elastischen Koeffizienten

der Gläser im einzelnen mit hinreichender Reserve aufgenommen werden, besonders insofern dieser Einfluß der Wärmevergangheit den Autoren bisher unbekannt war und daher von ihnen nicht berücksichtigt wurde.

Die elastische Deformation setzt sich aus 3 Teilen zusammen: der momentanen elastischen, der temporären elastischen (Nachwirkung) und der permanenten. Die letztere ist für Glas bei nicht zu hohen Temperaturen so gut wie null (vgl. Deformationsgrenze § 93). Bei höheren Temperaturen jedoch beginnen diese bleibenden Deformationen, die den plastischen Zustand charakterisieren, sich bemerkbar zu machen und schließlich zu überragen (s. §§ 100 ff.). Es ist hierbei auf die Auffassungsweise von Poisson und Maxwell hinzuweisen, wonach sich Flüssigkeit und fester Körper in elastischer Hinsicht nur durch die Größe ihrer Relaxationszeit unterscheiden. Dies ist bekanntlich die Zeit, in der die durch äußere deformierende Kräfte hervorgerufenen inneren elastischen Gegenkräfte auf den e ten Teil herabsinken. Die Relaxation ist ein irreversibler Vorgang; eine Relaxation der Gestaltselastizität findet in allen Fällen statt (wenn auch häufig schwer nachweisbar). Ob bei Flüssigkeiten eine mit Dichteänderung verbundene Relaxation der Volum-Elastizität stattfindet, ist fraglich; ebenso müßte bei plastischen und festen Körpern erst nachgewiesen werden, ob Dichteänderung auf Relaxation oder nur auf molekulare Umwandlungen zurückzuführen sind [vgl. Reiger[261])]. Ähnliche Anschauungen finden sich auch bei Salpeters[262]) Betrachtungen über die Härtung und Entspannung des Glases. Danach erwartet er, daß der Ausgleich innerer elastischer Spannungen im Glase durch Temperatursteigerung in die Gegend des Erweichungsbereichs wenigstens teilweise zu dauernden (konservierbaren) Dichteänderungen führen könne.

§ 88. Elastizitätsmodul. Nach einigen älteren Bestimmungen des Elastizitätsmoduls von Wertheim und Chevandier, W. Voigt, Pscheidl[263]), die die Größe von $E = 5477$ kg/mm² an wenig genau definierten Gebrauchsgläsern fanden, kamen Winkelmann und Schott[196]) mit einer ausführlicheren Untersuchung im Zusammenhang mit der chemischen Zusammensetzung von 19 optischen und technischen Gläsern heraus. Die Elastizitätsmoduln wurden von ihnen aus Biegungsbeobachtungen, zu denen die Methode von A. König benützt wurde, berechnet. Die Fehlergenauigkeit wird mit 0,2—0,7 Proz. angegeben. Für drei technische Gläser (Jena 59^{III}, 16^{III} und 121^{III}) wurde die Kundtsche Methode zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit benützt. Diese Arbeit wurde von Winkelmann[268]) durch Beobachtungen an 8 weiteren Gläsern ergänzt und auf höhere Tempera-

turen bis zur beginnenden Erweichung ausgedehnt (s. u.). In neuerer Zeit stellte S. English[264]) den Einfluß von Kalk auf die Elastizität von Kalknatronsilikatgläsern fest. Ferner liegen Messungen von Wandersleb[273]) und Jessop[265]) vor. Die aus Biegungsbeobachtungen berechneten Werte des letzteren liegen zwischen 6170 und 8260 kg/mm². Einige der Werte für E von Winkelmann und Schott sind zusammen mit den von ihnen für Zug- und Druckfestigkeit bestimmten und mit dem Wert der Elastizitätszahl von Straubel[270]) in Tabelle XLIIa und b zusammengestellt. Zum Vergleich sind die genauen Bestimmungen der elastischen Konstanten an Quarzglas von F. Stumpf[266]) (aus Biegungs- und Torsionsbeobachtungen) mit herangezogen, ferner die der Druckfestigkeit von Berndt[267]).

§ 89. Zu der Gruppeneinteilung der Gläser in Tabelle XLIII, welche die additiven Konstanten des Elastizitätsmoduls für die Einzeloxyde gibt, wurde Winkelmann[268]) in seiner zweiten Arbeit dadurch ver-

Tabelle XLIIa.

Nr. nach Winkelmann	Fabr.-Nr. Typ.	$E \cdot 10^{-2}$ kg/mm²	μ	Zug- festigkeit kgmm²	Druck- festigkeit kg/mm²	abs. Härte kg/mm$^{-2/3}$
19	1802	73	0,197	6,76	126,4	274
20	*S.* 208	51	0,261	3,28	60,6	210
21	658	55	0,250	5,66	105,7	—
22	*S.* 196	47	0,274	4,93	81,2	—
23	1299	80	0,271	7,21	84,0	—
24	—	54	—	6,01	77,5	—
25	709	65	0,226	7,84	97,8	—
26	1571	55	0,224	4,67	84,3	—
27	*S.* 219	68	0,235	5,46	71,7	—
28	2158	66	0,231	6,09	91,6	—
29	1419	65	—	6,42	99,0	219
30	290	60	0,253	7,52	68,3	175
31	270	63	0,253	7,42	75,0	278
32	370	59	0,261	8,09	73,9	—
33	500	55	0,239	4,97	67,3	—
34	—	70	—	7,92	99,3	—
35	165 III	71	—	7,46	112,9	316
36	59 III	73	—	—	—	—
37	121 III	72	—	—	—	266
38	16 III	73	0,228	—	—	272
39	665	—	0,319	—	—	267
	Quarzglas	71	0,133	—	198	—

Tabelle XLII b.

Zusammensetzung einiger von Winkelmann und Schott untersuchten Jenaer Gläser nach Hovestadt.

Nr.	SiO_2	B_2O_3	ZnO	PbO	MgO	Al_2O_3	As_2O_5	BaO	Na_2O	K_2O	CaO	P_2O_5	Mn_2O_3
19	71,0	14,0	—	—	—	5,0	—	—	10,0	—	—	—	—
20	20,0	—	—	80,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—
21	32,8	31,0	—	25,0	—	7,0	0,25	—	1,0	3,0	—	—	—
22	—	69,1	—	—	—	18,0	0,2	4,7	8,0	—	—	—	—
23	34,5	10,1	7,8	—	—	5,0	0,5	42,0	—	—	—	—	0,1
24	44,2	—	—	47,0	—	—	0,2	—	0,5	8,0	—	—	0,1
25	70,6	—	12,0	—	—	—	0,4	—	17,0	—	—	—	—
26	41,0	—	—	51,7	—	—	0,2	—	—	7,0	—	—	0,1
27	—	3,0	—	—	4,0	10,0	1,5	—	—	12,0	—	69,5	—
28	64,6	2,7	2,0	—	—	—	0,4	10,2	5,0	15,0	—	—	0,1
29	67,9	—	5,8	8,1	—	1,0	0,3	—	16,0	—	—	—	0,1
30	58,7	—	—	—	—	—	0,3	—	—	33,0	8,0	—	—
31	—	3,0	—	—	—	8,0	1,5	28,0	—	—	—	59,5	—
32	54.8	—	17,0	—	—	—	0,2	—	—	28,0	—	—	—
33	29,3	—	—	67,5	—	—	0,2	—	—	3,0	—	—	—
34	70,2	12,0	—	—	3,0	4,5	—	—	10,3	—	—	—	—
35	73,8	—	5,0	—	—	3,5	—	—	10,5	—	7,0	—	0,2
36	72,0	12,0	—	—	—	5,0	—	—	11,0	—	—	—	—
37	51.3	14,0	5,0	—	—	4,5	0,2	25,0	—	—	—	—	—
38	67,3	2,0	7,0	—	—	2,5	—	—	14,0	—	7,0	—	0,2
39	—	41,0	59,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

anlaßt, daß sich für die Gesamtheit der beobachteten Gläser spezielle Konstanten als lineare Funktion der Einzelbeträge der Oxyde zur Berechnung der Elastizitätsmoduln nur sehr ungenau bestimmen ließen. Die für die einzelnen Gruppen von ihm bestimmten Werte sind folgende: (s. Tabelle XLIII).

Gruppe B, Borosilikate ohne Blei, liefern im allgemeinen die höchsten Werte. Die Einzelkoeffizienten sind in dieser Gruppe auch meist größer als in den beiden anderen, was wohl auf den Einfluß der gebundenen Borsäure zurückzuführen ist, die — wie schon beim spezifischen Gewicht bemerkt — eine intensive Bindung der basischen Bestandteile herbeizuführen scheint. Der Koeffizient der Kieselsäure entspricht ziemlich genau dem am Quarzglas gemessenen Wert. Eine extreme Stellung nimmt die Tonerde ein. Auch das Blei scheint eine Sonderrolle zu spielen, was schon in der Gruppeneinteilung zum Ausdruck

Tabelle XLIII.

Oxyd	Gruppen		
	A	B	C
SiO_2	70	70	70
B_2O_3	—	60	25
ZnO	52	100	—
PbO	46	—	55
MgO	—	40	30
Al_2O_3	180	150	130
As_2O_5	40	40	40
BaO	—	70	30
Na_2O	61	100	70
K_2O	40	70	30
CaO	70	70	—
P_2O_5	—	—	70

kommt. Die Werte von As_2O_5, MgO, CaO, P_2O_5 sind mit größerer Unsicherheit behaftet. Die nach Tab. XLIII berechneten Werte weichen von den Beobachtungen immer noch bis zu 9 Proz. ab. Die von Clarke und Turner[269]) angegebenen spezifischen Konstanten für E bei Kalknatronsilikatgläsern mit Tonerde und Magnesia mögen zwar für spezifische Berechnungsunterlagen geeignet sein, haben aber wohl noch geringere physikalische Bedeutung als die Werte von Winkelmann, was schon aus ihrem Faktor 40 für SiO_2 erhellt.

§ 90. Elastizitätszahl μ (Poisson-Konstante) nennt man das Verhältnis von Querkontraktion zu Längsdilatation. Sie wurde eingehend von R. Straubel[270]) studiert, in dessen Arbeit auch die früheren Bestimmungen von Everet, Cornu, Voigt, Cantone, Kowalski und Amagat genannt sind. Er wandte eine verbesserte Cornusche Methode an, bei der Interferenzstreifen beobachtet werden, welche die durch zwei Schneidenpaare deformierte Oberfläche der Glasplatte erzeugt. Einen Teil der von ihm an 37 Gläsern bestimmten Werte ist in Tab. XLII a mitgeteilt. Spezifische Konstanten als Multiplikatoren für die Gewichts-Prozente der in den Gläsern enthaltenen Oxyde ließen sich nur schwierig feststellen. Ferner berechnet er die Kompressions- und Torsionsmoduln aus seinen Ergebnissen. Die Cornusche Methode hat neuerdings Jessop auf ihre Genauigkeit hin nachgeprüft (Einfluß der Schneiden usw.) und etwas abweichende Werte sowie auch zeitliche Änderungen gefunden. Twyman und Perry[271])

liefern für ein Flintglas Nr. 683 der Derby-Werke ($n_D = 1,5759$, $\nu = 41,3$) eine exakte Untersuchung über die Werte der Poisonkonstanten und die elastisch-optischen Konstanten.

Die Schallgeschwindigkeit U, die mit dem Elastizitätsmodul in dem Zusammenhang $E = \frac{U^2 \cdot s}{9810}$ (s = spezifisches Gewicht) steht, wurde von Winkelmann und Schott an den oben genannten drei technischen Gläsern bestimmt, außerdem schon früher von Kundt, Stephan und Warburg[272] ($U = 5000$ m/s bis 5350 m/s).

§ 91. Elastizität und Temperatur. Die experimentell sehr schwierige Messung der Temperaturfunktion des Elastizitätsmoduls wurde vor allem von Winkelmann[268]) durchgeführt. Die Abhängigkeit ist bei den einzelnen Gläsern eine außerordentlich verschiedene. Die „wirkliche" Änderung von E mit der Temperatur unter Berücksichtigung der Änderung aller Dimensionen durch die Wärmeausdehnung ist verschwindend gering, wenigstens bis ca. 400°, sogar bei den weichen Gläsern. Die „scheinbare" Änderung (welche die Wärmeausdehnung nicht berücksichtigt) ergibt eine Abnahme von E mit der Temperatur, bei einigen Gläsern sogar eine ziemlich genau lineare. Die stärkste Wirkung ruft ein gleichzeitiger Gehalt von Na_2O und K_2O hervor mit 11—16 Proz. Abnahme des Wertes bis 300° (vgl. den Einfluß beider Oxyde bei elastischer und thermischer Nachwirkung § 80). Der Eintritt von Borsäure wirkt abschwächend auf die Änderung. Ein Flint-Glas mit 51,7 Proz. PbO weist bei 300° erst eine Abnahme um 1,18 Proz. auf, bei 400° dagegen eine von ca. 18 Proz., was schon eine merkliche Annäherung an den Bereich beginnender Erweichung zeigt. Eine bemerkenswerte Ausnahme fand Winkelmann bei zwei stark antimonhaltigen Borosilikatgläsern, die eine so starke Abnahme der relativen Durchbiegung bei steigender Temperatur aufwiesen, daß sich diese nicht mehr aus der Wärmeausdehnung allein erklären ließ, sondern auf eine Zunahme von E mit wachsender Temperatur zurückgeführt werden mußte. Wandersleb[273]) bestätigte diese Beobachtung und fand, daß borsäurefreie Antimongläser diese Erscheinungen nicht zeigen.

Berndt[112]) findet am feingekühlten Borosilikatprismenkron 516/640 einen um 7,8 Proz. höheren Elastizitätsmodul als an dem mit starker Kühlspannung behafteten Stück. In Übereinstimmung damit sind frühere Beobachtungen von Winkelmann u. Schott[196]) sowie G. Quincke[217]). Auch stimmt die Erscheinung mit dem Befund an anderen Körpern überein, nach welchem der Modul mit der Dichte wächst.

§ 92. Elastizität und Zeit. Ebenso wie Wärmebehandlung (Temperung) nachträglich langsam verlaufende Dichteänderung nach sich zieht, so sind auch bei mechanischen Deformationen Nachwirkungen auf das Volumen und die Gestalt des Glases beobachtet worden. Man hat zu unterscheiden, die Größe und den zeitlichen Ablauf des Deformationsrestes nach erfolgter Entlastung und des Deformationszuwachses nach bezw. während der Belastung. Nach Boltzmann[275]) läßt sich im ersten Fall die Nachwirkung, die einer Deformation S von der Dauer T folgt, für Glas zur Zeit t nach dem Aufhören der Deformation durch $A \cdot S \cdot \lg \frac{T+t}{t}$ ausdrücken. Für den zweiten Fall ist die elastische Kraft zur Zeit t annähernd gegeben durch den Ausdruck $P(1 - A \cdot \lg t)$. Die Konstante A hat in beiden Ausdrücken für denselben Körper und für die gleiche Art von Deformationen denselben Wert.

Die von W. Weber 1835 entdeckte elastische Nachwirkung beobachtete F. Kohlrausch[276]) durch Torsion an Glasfäden. Eingehend befaßt sich Weidmann[277]) mit dieser Erscheinung, indem er die Biegung von Stäbchen und die Torsion von Fäden beobachtete, sowie piezometrische Versuche an Thermometergefäßen anstellte. Definiert man das Verhältnis des zu einer bestimmten Zeit noch vorhandenen Deformationsrestes zu der ursprünglichen Deformation als Größe der Nachwirkung (erster Fall s. o.), so fand er folgendes: Bei gleicher Belastungsdauer und konstanter Temperatur ist diese Nachwirkungsgröße unabhängig von der Größe der vorangegangenen Biegung und den Dimensionen des untersuchten Materials. Die Belastungsdauer war bei allen Versuchen konstant 10 Minuten. Die Nachwirkungsgröße ist bei den untersuchten Gläsern also abhängig von der Dauer der Belastung, der Temperatur und der Zusammensetzung des Glases. Bei einer Zunahme der Temperatur von 4°—16° nimmt die Nachwirkungsdeformation ab. Erwärmungen und Erschütterungen des entlasteten Stabes beschleunigten den Rückgang der Nachwirkungen, während beim belasteten Stab diese dadurch vergrößert wurden (vergl. auch Wandersleb[273]). Die Nachwirkung ist von der Art der Deformation unabhängig. Glas von großer bzw. geringer thermischer Nachwirkung zeigt ebensolche elastische. Reines Kali- bzw. Natronglas hat erheblich geringere und schneller verlaufende elastische und thermische Nachwirkung als gemischte Alkaligläser. Seine Betrachtungen über den Zusammenhang von elastischen und thermischen Nachwirkungen versagen wohl deshalb, weil er die Temperaturfunktion der

elastischen Nachwirkungsdeformation nicht untersucht hat. Diese scheint nach Angaben von Kohlrausch eine sehr erhebliche Größe zu haben (und kann bei höheren Temperaturen ganz anders verlaufen als bei Zimmertemperatur).

§ 93. Die Elastizitätsgrenze kann bei Glas nicht merklich überschritten werden, ohne daß Bruch eintritt; es ist also ein spröder Körper. Das Hookesche Gesetz von der Proportionalität der Deformationsgröße mit der deformierenden Kraft gilt merklich genau bis zum Bruch. Dies wurde mit einer Genauigkeit von 1 Proz. von Berndt[112]) durch Beobachtungen an einem prismatischen Stab aus Borosilikatkron 516/640 nachgewiesen. Bei Erreichung gewisser Temperaturen kann bei Glas allerdings die Elastizitätsgrenze schon bei verhältnismäßig kleinen äußeren Kräften überschritten werden und dauernde Deformation ohne vorhergehenden Bruch eintreten (s. §§ 100 ff.). Über die Entstehung des bekannten muscheligen Bruches bei Glas macht Tamann[278]) einige Angaben: Es entstehen danach durch den Schlag longitudinale Wellensysteme, deren Wellenlänge von 100 bis 1 mm schwankt.

§ 94. Mechanische Festigkeit. An Gläsern wurden Zug-, Biege- und Druckfestigkeit nach bekannten Methoden untersucht. Einige Werte von Winkelmann und Schott sind in Tab. XLIIa wiedergegeben. Die von ihm gefundenen Werte der Zugfestigkeit liegen zwischen 3,5 und 8,5 kg/mm^2, die der Druckfestigkeit zwischen 60 und 126 kg/mm^2. Was ihren Befund über den Einfluß der Zusammensetzung betrifft, so finden sich ihre Angaben über die Bewertung der Einzelbestandteile in Form der schon wiederholt erwähnten spezifischen Multiplikatoren bei Hovestadt[1]). Danach wird im allgemeinen durch SiO_2, B_2O_3, CaO und ZnO die Zugfestigkeit erhöht, während K_2O und Na_2O sie herabsetzt. Den gleichen Einfluß üben diese Oxyde auf die Druckfestigkeit aus, welche auch noch durch MgO und Al_2O_3 erhöht wird. Daß hier eine gewisse Parallelität mit dem Atomvolumen der Elemente vorzuliegen scheint, darauf hat Salpeter[189]) hingewiesen. Die Werte selbst sind wohl mit erheblicher Unsicherheit behaftet, da es insbesondere bei Bestimmung der Zugfestigkeit schwierig ist, das Stück zwangsfrei zu zerreißen, was sich schon an der Struktur der Bruchfläche zu erkennen gibt.

Bei den Messungen der Druckfestigkeit des Spiegelglases von Berndt[112]) wurde diese zunächst an Würfeln von verschiedener Kantenlänge bestimmt. Dabei zeigte sich eine deutliche Abnahme der Druckfestigkeit mit wachsender Kantenlänge. Aus den Messungen an

Zylindern von 5 mm Durchmesser und 5 mm Höhe ergibt sich die Druckfestigkeit des Spiegelglases im Mittel zu 124 kg/mm², im Maximum zu 138 kg/mm². Die Druckfestigkeit des Borosilikatkrons 516/640 der Sendlinger optischen Glaswerke beträgt bei stark gespannten Stücken im Mittel 152 kg/mm², im Maximum 184 kg/mm², während die Werte für gut gekühltes Glas desselben Typus 142 und 169 kg/mm² sind. Die Druckfestigkeit variiert also nur wenig mit der Spannung des Glases.

Nach Schott und Ludwig[279]) wird die Zugfestigkeit durch Spannung erhöht, wenn das untersuchte Stück nach seiner Härtung keine Bearbeitung mehr erfährt. Es kommt aber nach Berndt[112]) darauf an, ob in der Außenschicht die Kompression oder Dilatation durch die Verspannung überwiegt. Daß außer der Zusammensetzung des Glases, dessen Oberflächenbeschaffenheit auf die Festigkeitseigenschaften eine große Rolle spielt, darauf hat schon O. Brodmann[280]) hingewiesen. Er fand bei Glasstäben mit geätzter Oberfläche eine Steigerung der Zugfestigkeit bis auf 17,8 kg/mm² von den anfänglichen Werten von 3,5—11, 9 kg/mm². Schott und Herschkowitz[281]) haben ferner den Maximaldruck in Atmosphären angegeben, den gekühlte und ungekühlte verspannte Röhren von 2—3,5 mm Wandstärke aushielten. Den höchsten Wert zeigte dabei von den untersuchten Gläsern das Jenaer Durax-Glas mit 333 Atm. bei 2,5—3 mm Wandstärke. Zur selben Größenordnung kommt Kamerlingh Onnes[282]) bei starkwandigen Kapillaren:

Maximal-Tension	Innendurchmesser	Außendurchmesser
250 Atm.	1 mm	6 mm
1000 „	5 „	10 „

Grenet[283]) erhielt an einem 1 mm dicken Glasstabe durch direkte Zugprobe größere Werte der Festigkeit als bei seinen Biegungsversuchen (s. u.) und dabei wiederum an schnell gekühlten (verspannten) Fäden erheblich höhere Werte als an nachgekühlten (entspannten), nämlich 12 kg/mm² gegen 9 kg/mm². Diese Versuche zeigen, daß bei relativ großer Oberfläche der Einfluß der Kompression der Außenschicht eines schnell gekühlten Fadens die Zugfestigkeit erhöht. Damit steht wohl auch im Zusammenhang, daß mehrfach eine Veränderung der Festigkeit ebenso wie der elastischen Eigenschaften im Laufe der Zeit an Glasfäden beobachtet wurde. Unter Berücksichtigung dieses Verhaltens gibt Littleton[284]) ein neues Verfahren zur Bestimmung der Zerreißfestigkeit an: „Da die Zerreißfestigkeit des Glases außer

ordentlich stark von seiner Oberflächenbeschaffenheit abhängt, wird vorgeschlagen, ein Glasstück von oberhalb seiner Erweichungstemperatur aus abzuschrecken und ihm dadurch eine Anfangsspannung zu geben. Aus diesem soll ein rechteckiger Stab herausgearbeitet werden, der dann durch Biegung zum Bruch gebracht wird. Aus dem hier beobachteten und dem mittels Quarzkeilkompensator ermittelten Wert seiner Anfangsspannung wird dann die Zerreißfestigkeit bestimmt. Diese Methode soll Übereinstimmung auf 5 Proz. geben, während man durch direktes Zerreißen nur auf 20—40 Proz. kommt" (nach Berndt).

Am Thüringer Geräteglas von Greiner und Friedrichs stellt ferner Kowalski[285]) eine Biegefestigkeit von 8,8 kg/mm² bei 12°, von 8,6 kg/mm² bei 200° und eine Torsionsfestigkeit von 10,1 bei 12° bzw. von 9,0 kg/mm² bei 100° fest. Weitere neuere Daten über Zug- und Druckfestigkeit findet sich bei Lecrenier[286]). Kamerlingh Onnes[282]) beobachtete bei Zugproben an 0,5 mm Stäbchen folgende starke Zunahme der Festigkeit bei tieferen Temperaturen:

20 kg/mm² bei Zimmertemperatur,
30 kg/mm² „ Temperatur der flüssigen Luft,
50 kg/mm² „ Temperatur des flüssigen Wasserstoffes.

Die relative Steigerung mag wohl stimmen, die absoluten Werte aber scheinen gegenüber anderen Messungen reichlich hoch.

§ 95. Dem Einfluß der Zeit (Belastungsdauer) auf die Zugfestigkeit aus der Durchbiegung von Stäben hat Grenet[10]) interessante Beobachtungen an Spiegelglas von St. Gobain gewidmet; er fand:

bei einer Gesamtversuchsdauer von	die Zugfestigkeit in kg/mm² zu
40 Stunden	3,3
2 „	4,2
40 Minuten	4,7
1 Sekunde	7,2

Bei einer konstanten Dauerbelastung von 3 bzw. 2,5 und 2,0 kg/mm² zerbrach das Stäbchen nach zwei Tagen bzw. 3 Monaten und bei dem dritten Fall (2,0 kg/mm²) noch nicht nach vier Monaten. Zweifellos spielen hier gewisse Nachwirkungserscheinungen eine Rolle. Daß es Grenet nicht gelang, eine dem „zeitlichen" Bruch vorangehende „permanente" Deformation nachzuweisen, sagt nur aus, daß die Herabsetzung der Festigkeitsgrenze nicht mit einer Herabsetzung der Elastizitätsgrenze

verbunden ist. Wenn man z. B. annimmt, daß der zeitliche Ablauf der Nachwirkungsdeformation in Kompressions- und Dilations-Schichten bei hinreichender Größe der Deformation ein verschiedener ist, so wäre nach Ansicht des Verfassers damit eine Beschreibung der Erscheinung möglich. Ebenso wie die elastischen Eigenschaften unter dem Einfluß einer Deformation (Spannung) zeitlichen Änderungen unterworfen sind, so ist dies auch bei der Festigkeit der Fall.'

§ 96. **Härte.** Die Härte wird gewöhnlich definiert als die Festigkeit, welche der Körper dem Eindringen von Spitzen und Schneiden entgegensetzt. Auf diese Definition stützt sich die Bestimmung der Ritzhärte mit dem Saggerschen Sklerometer. A. Martens[287]) benützt eine Diamantspitze, der ein Kegel von 90^0 angeschliffen ist und bestimmt diejenige Belastung durch Interpolation, welche eine Strichstärke von 10 μ Breite liefert. Die nach dieser Methode von Berndt an optischen Glasarten der Sendlinger optischen Glaswerke erhaltenen Ritzhärten lagen zwischen 38,9 und 59,0; für Quarz senkrecht zur Achse ergab sich der Wert 59,2, parallel zur Achse 73,3 und für Quarzglas 64,0. Die Mineralogen teilen bekanntlich die festen kristallinischen Körper in 10 Härteklassen (Mohssche Skala), wobei jede Klasse die vorangehende zu ritzen imstande ist. Danach gehört Glas der 4,5—6,5 Härtestufe an (5. Apatit—7. Quarz, Achsenrichtung). Diese Art Bestimmung ist sehr ungenau, da sogar weichere Gläser härtere zu ritzen imstande sind.

Auf Grund seiner Untersuchungen über die Berührung fester elastischer Körper gibt H. Hertz[228]) eine theoretisch begründete exakte Definition der Härte: Die Härte eines Körpers wird gemessen durch den Normaldruck P_1 auf die Flächeneinheit, welche im Mittelpunkt einer kreisförmigen Druckfläche herrschen muß, damit in einem Punkt des Körpers die Spannungen eben die Elastizitätsgrenze erreichen. Bei spröden Körpern, wie Glas, tritt vor Erreichung der Elastizitätsgrenze ein kreisförmiger Sprung auf, bei plastischen Körpern eine dauernde Deformation. Nach dieser Definition fand H. Hertz für Spiegelglas eine Härte von 130—140 kg/mm² (Stahlkugel gegen Glasplatte) und ca. 150 kg/mm² (zwei Glaskugeln gegeneinander).

An die Hertzsche Definition schließt sich die ausführliche Untersuchung über die Härte von Auerbach an, der ihr eine Reihe von Abhandlungen (vgl. Hovestadt S. 174 ff.) widmet. Er mißt den Durchmesser d des Berührungsdruckkreises einer Linse vom Radius ϱ, welche durch eine Platte aus dem gleichen Material von unten mit dem

Gesamtdrucke p gepreßt wird. Dann ist $d = \sqrt[3]{\frac{12 p \varrho}{E'}}$; E' der „Eindringungsmodul“ $E' = \frac{E}{1-\mu^2}$, der Gesamtdruck p ist mit dem Druck p_1 der Flächeneinheit im Mittelpunkt verbunden durch die Beziehung $p_1 = \frac{6p}{\pi \cdot d}$. Ferner ist der Gesamtgrenzdruck P, bei welchem der kreisförmige Sprung auftritt, proportional ϱ: $\frac{P}{\varrho} = F'$; es gelang nicht mit Hilfe der Elastizitätsgröße E' und der Festigkeitsgröße F' ein exaktes Maß für die Härte aufzustellen, welches der Erfahrung entsprach. Auerbach[289]) definiert daher als absolute Härte $H = P_1 \cdot \sqrt[3]{\varrho}$, wo P_1 den Grenzdruck im Mittelpunkt in kg/mm² darstellt und ϱ in Millimetern gemessen wird. P_1 wird aus gemessenen Werten nach obigen Gleichungen gerechnet. Einige der so von Auerbach[289]) ermittelten absoluten Härten von Gläsern sind in Tab. XLIIa angeführt. Eine von ihm vermutete Beziehung zwischen Härte und Elastizitätszahl besteht nach Straubel[270]) nicht.

In der Praxis wird die Härte meist nach der Brinellschen Kugeldruckprobe bestimmt.

Die Beziehung der Härtenummern der Elemente zu ihrer Stellung im periodischen System, wie sie von Ridberg und Benedicks[290]) beobachtet wurde, scheint auch weitgehend im glasigen Zustand ihre Bedeutung zu behalten.

§ 97. Die Schleifhärte bestimmte Lecrenier[286]) an verschiedenen Gläsern von Val. St. Lambert, indem er das pro Minute durch einen mit konstantem Druck laufenden roten Sandstein abgeschliffene Glasvolumen in cm³ maß. War dies Volumen bei weichem Bleiglas 1,696 cm³, so sank es bei einem borhaltigen Alkalikalksilikat auf 0,544 cm³ herab. Im allgemeinen ergibt Na_2O größere Werte als gleiche Mengen K_2O. Bei Kalknatronsilikat nimmt die Schleifhärte zu bei einem Austausch von Kalk gegen Natron, bei Bleigläsern wirkt außer vermehrtem Kalkgehalt auch Natrongehalt erhärtend. Am meisten steigt die Härte aber mit dem Borsäuregehalt. Die Schleifhärte, gemessen durch die relative Schleifzeit für gleichen Volumenverlust, und bezogen auf das Borosilikat-Prismenkron 516/640 gleich 100 gibt die folgende Tabelle XLIV für einige optische Gläser der Sendlinger optischen Glaswerke wieder.

Einen neuen Vorschlag zur Aufstellung einer Schleifhärten-Skala für Glas macht B. Halle[291]).

Tabelle XLIV.

Schleifhärte optischer Gläser.

Relative Schleifzeit für gleichen Volum-Verlust.

Glasart	Typ	Schleifhärte	Glasart	Typ	Schleifhärte
Kron	504/592	14	Barint	548/532	92
Flint	549/461	15	Barint	570/560	99
Kron	512/603	16	Kron	516/640	100
Flint	605/390	17	Barion	590/612	370
Flint	624/357	17	Barion	611/558	408
Spiegelglas		21	Barion	614/564	423
Barint	626/393	36	Barion	604/577	430
Flint	619/377	44	Quarz	∥ z. Achse	1503
Kron	510/634	47	Quarz	⊥ z. Achse	1526

§ 98. Sprödigkeit. A. Föppl[292]) mißt die Sprödigkeit durch die Arbeit, die angewandt werden muß, um den Körper durch Stoß zu zerstören. Als Maß der Widerstandsfähigkeit nimmt er die gesamte bis zur Zerstörung aufgewandte Schlagarbeit pro cm³. Für n Schläge mit jedesmal gesteigerter Hubhöhe (bis aufs n-fache) beträgt diese Arbeit $n\ (n+1)$ cm kg/cm³. Der Durchschnittswert dieser Brucharbeit wird „Wertziffer" genannt. Der Quotient der Druckfestigkeit durch Wertziffer gibt die Sprödigkeitszahl, der reziproke Wert das Maß der „Zähigkeit":

Tabelle XLV.

Glasart	Fabrik-Nr. Schott	Druckfestigkeit kg/qcm	Wertziffer kg/qcm	Sprödigkeitsverhältniszahl
Borat-Flint	*S* 389	6223	1406	4,4
Geräteglas		8910	855	10,4
Mittel-Flint	*O* 118	6273	430	14,6
Zylinderglas		9397	404	23,3
Normal-Thermometerglas .	16III	8770	259	33,9
Borosilikat- „ .	59III	9380	259	36,2
Bleisilikat	*S* 386	4470	98	45,6

Das sprödeste Glas ist ein Bleisilikat 386, das zäheste ein Boratflint *S* 389, welches mit seiner Sprödigkeitszahl 4,4 die Zähigkeit der meisten Granite übertrifft. Eine Härtebestimmung von Schneider[293])

auf Grund einer Kugelfallprobe mit gehärteten Stahlkugeln analog der Brinellschen Kugelstoßprobe ist auch an dieser Stelle zu erwähnen, da sie wohl eher als zu einer Härtebestimmung dazu dient, die Sprödigkeit im Föpplschen Sinne zu messen.

§ 99. Schleifen und Polieren. Die in dem vorangehenden Kapitel besprochenen Eigenschaften sind wichtig für das Verständnis des Vorganges beim Schleifen und Polieren, welches bei der Herstellung wissenschaftlicher optischer Instrumente eine bedeutungsvolle Rolle spielt. Das Schleifen der Oberflächen eines Glases ist gegenüber dem Polieren durch die verhältnismäßig starke Abtragung von Materie charakterisiert. Dem Abtragen geht eine Zersplitterung der Oberflächen voraus, die in vollständig sich kreuzenden Sprüngen besteht. Der einzelne Elementarvorgang ist der, welcher beim Druck einer Schneide oder Spitze entsteht: ein kegelförmiger in das Glas eindringender Sprung rings um die Druckstelle, die gegebenenfalls selbst örtlich zersplittert. Gemäß den Hertzschen Erörterungen werden als Schneiden die Kanten der harten Kristalle des Schleifmittels (Diamant, Korund, Quarz) oder des Schneideapparates (Diamantspitze, Stahlschneiden) benützt; die Druckvorgänge selbst wurden von Dalladay[294]) mittels polarisierten Lichtes beobachtet.

Das Polieren muß die oberflächlich zersplitterten Glasmassen abschülfern und einzelne noch vorhandene Spitzen abtragen. Als Poliermittel verwandte man vorwiegend feinst geschlämmtes Eisen- oder Chromoxyd auf plastischer Unterlage (Tuch oder Pech). Das Polieren trägt nur wenig Materie ab, und dabei spielen Oberflächenkräfte und Gleitwirkungen eine Rolle. (Vgl. auch Dalladay und Twyman[295]), Preston[296]) und Schild[298]).

Auf Grund der Hertzschen Untersuchung über die Härte waren vor allem in England diese Vorgänge Gegenstand der Untersuchungen, z. B. auch bei Rayleigh. Neuerdings hat sich J. W. French[297]) mit den theoretischen Grundlagen des Polierens befaßt. Beim Polieren darf kein Splittern der Oberfläche durch den Druck harter Kristalle erfolgen, sondern das Mittel muß eine gewisse Plastizität besitzen und vor allem scherende Kräfte zum Zwecke einer fast molekularen Abtragung ausüben. Die Güte der geometrischen Gestalt wird durch das Schleifen gegeben, während das Polieren sozusagen zwangsweise zu dieser schon gegebenen Fläche die zersplitterte Oberfläche solange abträgt, bis die diffuse Reflexion beseitigt ist. Es erscheint dem Verf. nicht unwahrscheinlich, daß unter dem fortgesetzt langsam wechselnden sanften Druck beim Polieren und unter dem Einfluß des Wassers

Quellungs- und Diffusionsvorgänge eine Rolle spielen können, vielleicht als Primärerscheinungen von Gleit- und Fließwirkungen.

Verhalten des Glases bei höherer Temperatur.

§ 100. Erweichung. Als typisch amorpher Körper durchläuft das Glas bei steigender Temperatur vom quasifesten, elastischen Zustand bis zu seiner vollkommenen Verflüssigung den Bereich aller Viskositätsgrade ohne merlichen Umwandlungs- oder Schmelzpunkt. So sicher wie der elastische, der plastische und der flüssige Zustand an sich dabei zu unterscheiden ist, so schwer sind physikalisch definierte Grenzen zwischen ihnen zu ziehen. Meist wurde versucht, gewisse für jedes Glas charakteristische Temperaturen anzugeben, bei denen es bestimmte Werte physikalischer Eigenschaften aufweist. Diese Temperaturen schließen sich dabei meist an technisch wichtige Temperaturbereiche an; als solche kann man folgende Gruppen unterscheiden:

A. Entspannungstemperaturen, gekennzeichnet durch die Möglichkeit des Ausgleiches innerer Kräfte in kurzen Zeiten, gemessen durch Temperaturabhängigkeit der Doppelbrechung. Wichtig als Mindestausgangstemperaturen für die spannungsfreie Kühlung von Glas.

B. Deformationstemperaturen, gekennzeichnet durch den plastischen Zustand mit und ohne Einfluß äußerer Kräfte, gemesssen durch die Größe bleibender Deformation. Wichtig für den Beginn einer Deformationsgefahr bei Thermometern, Vakuumgläsern, Verbrennungsröhren usw., ferner für die Verarbeitung von Glas durch Pressen, vor der Lampe usw.

C. Sinterungs- und Kohäsionstemperaturen, gekennzeichnet durch die molekulare Vereinigungsmöglichkeit zweier Glasoberflächen unter normalem oder verstärktem Druck.

D. Fließtemperaturen, gekennzeichnet durch starken Einfluß der Oberflächenspannung auf die Form, gemessen durch Beobachtung der Kapillarkräfte. Wichtig für das Senken des optischen Glases, Verschweißen von Glas nnd sonstige Arbeiten, wobei die Benetzung eine Rolle spielt.

§ 101. Entspannungstemperaturen. Es wurde wiederholt erwähnt, daß bei Glas infolge seiner schlechten Wärmeleitfähigkeit während der Abkühlung leicht allzu große Temperaturgefälle im Inneren entstehen, die zusammen mit der Volumenkontraktion und im Bereich des elastischen Zustandes stets zu starken Deformationsspannungen führen. Diese durch Spannungen erzeugte Anisotropie macht sich am deutlichsten optisch durch die damit verbundene Doppelbrechung bemerkbar. Die Doppelbrechung mißt man durch die Differenz der

Brechungsexponenten des ordentlichen und außerordentlichen Strahles $\Delta n = (n_\omega - n_\varepsilon)$ oder auch durch den Gangunterschied δ pro cm, meist in $\mu\mu$ ausgedrückt. Ein Druck von 1 kg/cm² erzeugt bei den meisten der handelsüblichen Gläser einen mittleren Wert von $\Delta n = 2{,}8 \,.\, 10^7$ oder 2,8 $\mu\mu$/cm. Die für die einzelnen Gläser unterschiedlich verschiedene Doppelbrechung (s. § 48) ist der Spannung S in erster Annäherung proportional (nach Neumann).

$$\Delta n = a \cdot S. \tag{13}$$

Adams und Williamson[299]) definierten ein Glas als für optische Zwecke hinreichend gekühlt, wenn in der Mitte der Platte $\delta \lesseqqgtr 5$ $\mu\mu$/cm ist. Sie nennen diejenige „Ausgleichstemperatur", für welche in einer bestimmten Zeit der Wert δ/cm von 50 $\mu\mu$ auf 5 $\mu\mu$ abnimmt und „Ausgleichsbereich" dasjenige Temperaturintervall, welches die Ausgleichszeit für eine Minute bis zu der von 30 Tagen umschließt; es ist dies ein Intervall, das im Mittel für die verschiedenen Glasarten 150° beträgt. Die obere und untere Grenze dieses Ausgleichsbereiches stellen die Mindestausgangstemperaturen vor, von welchen man bei sonst richtig geleiteter Abkühlung bei schneller bzw. langsamer Abkühlung ausgehen muß, um spannungsfreie Stücke in obigem Sinne zu bekommen. Es ist dies der Bereich, in dem die Maxwellsche Relaxationszeit endliche Werte annimmt, d. h. weder sehr groß noch sehr klein ist. Der Ausgleichsbereich entspricht auch ungefähr dem von Schulz gemessenen hyperbolischen Teil seiner Spannungskurve (s. u. Fig. 21).

In singulären Fällen, in denen die durch Druckspannungen erzeugte Doppelbrechung gering oder gar null ist, wie bei dem Pockelschen 76 proz. Bleiglas, verliert natürlich die Doppelbrechung als Maß der Spannung und damit als Mittel zum Verfolgen des Kühlungszustandes ihre Bedeutung.

Was nun den Zusammenhang von zeitlicher Änderung der Spannungskräfte und ihre Größe betrifft, so nahm Maxwell an, daß dieselben proportional seien. Nach den Messungen von Adams und Williamson[300]) ist diese Annahme aber nicht erfüllt, vielmehr läßt sich diese Beziehung empirisch befriedigend darstellen durch die Proportionalität der zeitlichen Änderung mit dem Quadrat der Spannung:

$$-\frac{dS}{dt} = c \cdot S^2. \tag{14}$$

Das Integral dieser Differentialgleichung

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{S_0} = C \cdot t \tag{15}$$

kann man durch Einführung der Doppelbrechung auch schreiben:

$$\frac{1}{\Delta n} - \frac{1}{\Delta n_0} = A \cdot t. \tag{16}$$

Diese Gleichung drückt also die zeitliche Veränderung der Doppelbrechung bzw. Spannung bei konstanter Temperatur aus. Die Temperaturabhängigkeit der Konstante A gibt Twyman[301]) wieder durch den Ausdruck

$$\log A = M_1 \cdot \tau - M_2. \tag{17}$$

Aus der Messung der zeitlichen Abnahme der Doppelbrechung bei konstanter Temperatur und Wiederholung dieser Messung bei verschiedenen Temperaturen berechnen Adams und Williamson dann für verschiedene Gläser die Konstanten A, M_1 und M_2. Aus ihren Messungen geben sie für einige Gläser die Ausgleichstemperaturen für bestimmte Ausgleichszeiten an, die sich natürlich für bestimmte Stückgrößen verstehen. Die Spannungsverteilung beim Kühlen berechnen sie auf Grund folgender Hypothese: Ist bei Spannungsfreiheit Temperaturgefälle vorhanden, so wird nach Ausgleich des Temperaturgefälles diejenige Druckverteilung, jedoch mit anderem Vorzeichen, auftreten, die beim spannungsfreien Glas entsteht, wenn es dem gleichen Temperaturgefälle unterworfen würde.

§ 102. Die von Maxwell eingeführte Relaxationszeit, das ist die Zeit, in der die Spannungen auf den e-ten Teil sinken, läßt sich berechnen aus

$$\Theta = \frac{2\eta(1+\mu)}{E}, \tag{18}$$

wobei η der Koeffizient der inneren Reibung, μ die Poissonsche Konstante und E der Elastizitätsmodul ist. Für das Borosilikatkron 516/640 sind z. B. Relaxationszeiten in Stunden angegeben:

für	300°	34,3	Stunden
„	350°	8,94	„
„	400°	4,04	„
„	450°	1,96	„
„	500°	0,80	„
„	550°	0,06	„

Für ein sehr ähnliches Glas geben nun Adams und Williamson folgende Werte aus ihren Messungen an:

Ausgleichstemperaturen in °C

	2 min	10 min	1 h	5 h	1 d	7 d	30 d
Boratsilikatkron	599	575	549	526	503	475	454.

Diese Ausgleichstemperaturen entsprechen Erweichungszuständen mit Relaxationszeiten in der Größenordnung von zwei Stunden bis herab zu Sekunden. Diese Größenordnung der Relaxationszeit bildet also das Kennzeichen des Temperaturbereiches, welchen man den der beginnenden Erweichung (Ausgleichsbereich) nennt. Will man ein Glas von höheren Temperaturen aus möglichst spannungsfrei kühlen, so muß man in diesen Bereich mit möglichst geringer Anfangsspannung eintreten, und sie mit möglichst geringen inneren Temperaturgefällen durchschreiten. Da man aber mit endlichen Zeiten arbeiten und wegen der schlechten Wärmeleitfähigkeit endliche Temperaturgefälle im Glase beibehalten muß, so wird man aus diesem Bereich in den quasi-festen Zustand, der einen inneren Spannungausgleich in endliche Zeiten nicht mehr zuläßt, immer mit einem gewissen Temperaturgefälle eintreten müssen, das nach der oben genannten Hypothese von Adams und Williamson einigermaßen gleich einem gewissen Spannungsbetrag (Anfangsspannung) zu setzen ist. Diese Anfangsspannung wird sich nach erfolgter Abkühlung und erfolgtem Temperaturausgleich als in einer Spannung von gleicher Größe (Restspannung) bemerkbar machen (vgl. Methode der Restspannung von Weidert und Berndt, Grenet u. a.). Zschimmer[301]) und Schulz[305]) bedienen sich zur Untersuchung dieses Bereiches einer möglichst großen Restspannung, indem sie den Temperatursturz bis zum Eintritt in das feste Gebiet und noch weiter hin möglichst schroff gestalten und nennen ihre Ausgangstemperatur „Härtungstemperatur", da man die durch solche Temperaturstürze erzeugte Kompressionsspannung der Außenschicht auch „Härten" des Glases nennt.

§ 103. Das Auftreten einer zeitlichen unveränderlichen Doppelbrechung bei konstanter Temperatur und nach Verschwinden des Temperaturgefälles ist also ein Anzeichen des quasi-festen elastischen Zustandes, ihr Verschwinden unter gleichen Umständen ein Anzeichen für beginnende Plastizität. Ferner sind die bleibenden (restierenden) Spannungen zu unterscheiden von den temporären. Letztere haben ihre Ursache nur im Wärmegefälle und verschwinden mit diesem, erstere sind allein dem elastischen Zustand eigen und hängen von der Wärmevergangenheit im Übergangsbereich der beiden Zustände ab. Es ist noch zu erwähnen, daß die temporären Spannungen im plastischen Zustande bis hinauf zum Bereich erheblich geringer Viskosität, nicht wie die elastischen Spannungen dem Druck proportional sind, sondern der Druckänderung, ebenso die dabei auftretende Doppelbrechung*). Der

*) E. Mach, Ann. d. Phys. **146**, 313, 1872.

erste, welcher aus dem Rückgang der Doppelbrechung beim Erhitzen des Glases die niedrigste Temperatur bestimmte, bei welcher unter dem Einfluß der inneren Spannungskräfte die Deformationen sich merklich auszugleichen suchen, war O. Schott[195]. Er erwärmt zur Durchsicht anpolierte Glaszylinder 20—24 Stunden auf gewisse Temperatur und bestimmt die Anzahl der Farbringe vor und nach der Erwärmung, die sich bei Beobachtung mit dem Nicol zeigen. So fand er bei fünf optischen Gläsern die ersten Spuren des Rückganges zwischen 350° und 440° (Entspannungstemperatur).

Ganz ähnlich verfährt Grenet[70]. Spannungen, die in spannungsfreies Glas durch Temperaturgefälle hineingebracht wurden, verschwinden mit diesem, solange das Glas während des Prozesses im elastischen Zustand bleibt. Grenet[10] (l. c. p. 207) bestimmt daher die Temperaturerhöhung, die nothwendig ist, um im Glas bleibende Spannung zu erzeugen, weil dann die Elastizitätsgrenze bei der Erwärmung überschritten sein mußte, und nennt diese Temperatur Spannungstemperatur (umgekehrtes Verfahren als das von Schott). Kühl-Temperatur nennt er diejenige, bei der die Spannung innerhalb eines Intervalls von 20° bei einem Temperaturanstieg von 100° pro Minute vollständig verschwindet. Die letztere liegt natürlich höher als die Spannungs-Temperatur.

§ 104. Ähnlich wie Schott haben Weidert und Berndt[302] eine Entspannungstemperatur gemessen. Würfel von 25 mm Kantenlänge wurden durch einen Wärmeprozeß verspannt (Anfangsspannung Δv) und dann auf gewisse Temperaturstufen langsam erhitzt und noch langsamer geregelter Wiederabkühlung die Spannung nach dem Schulzeschen[122] Verfahren gemessen sowie die Differenz ermittelt. Die verbleibende Restspannung Δn wurde als Funktion der erreichten Höchsttemperatur für verschiedene Gläser aufgetragen (s. Fig. 20). Als Maß der Restspannung dient $100 \frac{\Delta n}{\Delta v}$, wobei Δ in Einheiten der siebenten Dezimale des Brechungsindizes ausgedrückt ist. Es zeigt sich, daß diese Restspannung gewisser Temperaturen (Entspannungstemperatur) ein Minimum wird. Die Stückgröße ist ohne Einfluß auf die Höhe der Entspannungstemperatur, bewirkt aber eine mit dem Stück wachsende Restspannung; bei geeigneter Abkühlung verschwinden aber auch diese Unterschiede. Dem Verf. erscheint es aber nicht richtig, wenn die Autoren den Wiederanstieg der Kurve nach Durchschreiten des Minimums auf beginnende Entglasung zurückführen wollen. Vielmehr sind wohl hieran gewisse Anomalien der Ausdehnung in diesem Tempera-

turbereich schuld in Verbindung mit erheblichen Spannungseinflüssen, die sich auch noch bei diesem Plastizitätsgrad stark bemerkbar machen können.

Schon früher haben Zschimmer und Schulz [121]) ein dem Grenetschen Spannungsverfahren analoges benützt, jedoch unter quantitativer Messung der Spannung mit dem von Schulz [122]) angegebenen Spannungs-

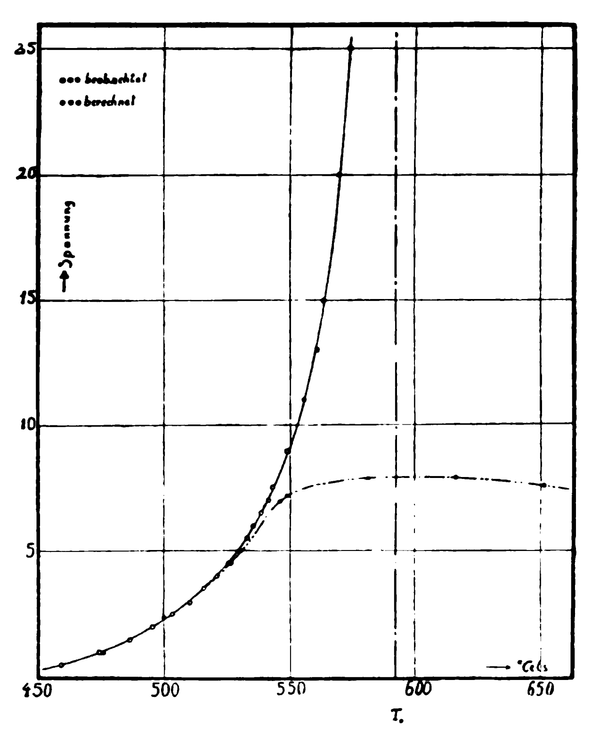


Fig. 20. Abhängigkeit der „Restspannung" von der „Härtungstemperatur" nach Schulz.

meßapparat. Sie erhitzen ihre Versuchskörper, kleine Prismen von 4×4×24 mm, und warten, bis sie bei der Ausgangstemperatur Spannungsfreiheit feststellen können. Dann werden diese Versuchsstücke in freier Luft in gleicher Weise schnell abgekühlt, und die entstandene starke bleibende Spannung S quantitativ gemessen. Die Resultate ließen sich durch den Ausdruck einer Hyperbelfunktion darstellen (s. § 50):

$$(\tau_0 - \tau)(S - S_0) = C. \qquad (19)$$

Dabei sind C und S_0 Materialkonstanten, die nur außer von der Abkühlungsart noch von der Stückgröße abhängen. τ_0 ist ein sozusagen extrapolierter Grenzwert einer Temperatur, die angibt, wie hoch ein Glasstück erhitzt werden muß, um bei folgender schneller Abkühlung ein Maximum der Spannung zu erreichen. Sie wird „Härtungstemperatur" genannt. Obwohl diese Temperatur mit der molekularen Beweglichkeit im Zusammenhang steht und der Erweichungstemperatur entspricht, so hat τ_0 an sich doch keine physikalisch reelle Bedeutung, da die hyperbolische Beziehung nur solange gilt, als man hinreichend weit vom Erweichungspunkt entfernt ist. In dieser Nähe nämlich, wo

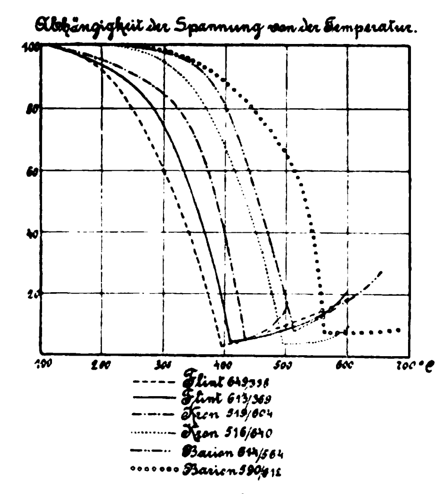


Fig. 21. (Nach Weidert und Berndt.)

die Maxwellsche Relaxationszeit merklich kleine Beträge annimmt, ist C eine Funktion der Temperatur. Die Härtungstemperatur liegt extrapoliert schon so weit im Gebiet merklicher Erweichung, daß sie schon höher liegt, als die sich auf die Merkmale äußerer Deformation stützenden Methoden (Deformations-Temperatur) und sie fällt praktisch zusammen mit der Zschimmerschen Kohäsions-Temperatur (s. u.) Überschreitet man den Temperaturbereich der obigen hyperbolischen Beziehung, so bleiben die Werte der Härtespannung annähernd konstant und die daraus praktisch ermittelten Temperaturen entsprechen denen von Grenet bzw. der Entspannungstemperatur von Weidert und Berndt. Um diese Begriffe möglichst zu veranschaulichen sind für ein Spezialglas O 608 (Kron 512/546) die von Schulz gemessenen und

berechneten Werte in Fig. 21 eingetragen. Der Verlauf der Erweichung zerfällt sozusagen in drei Temperaturabschnitte: der erste unterhalb 460° gehört dem quasi-festen Zustand, völlig elastischen Bereich an, der zweite dem Bereich beginnender merklicher Erweichung geht von 450—540°. In diesem Teil gilt die Schulzsche hyperbolische Beziehung, im dritten Teil, in dem mit steigender Härtungstemperatur eine Vergrößerung der Restspannung nicht mehr zu erreichen ist, ist der plastische Zustand vollständig vorhanden. Die Konstanz der Größe der Rest- oder Härtungsspannung ist in der Praxis aber nicht vollständig vorhanden, wie der deutliche Abfall bei 620° zeigt. Dieser Abfall entspricht dem Wiederanstieg der Weidert- und Berndtschen Kurven in Fig. 20. Die Härtungstemperatur τ_0 ist nun der Asymptotenwert des einen Astes der Hyperbelkurve: ihr Absolutwert hängt natürlich von der Fehlerschwankung der zu ihrer Extrapolierung beobachteten Meßpunkte ab, insbesondere von den Kurvenpunkten, die in der Nähe der Umbiegung liegen und daher schon systematische Abweichungen enthalten. Während τ_0 definiert ist als die Temperatur, bei der die Spannung unendlich würde, wenn im ganzen Bereich die hyperbolische Beziehung gelte und das Glas die Spannungen ertragen könnte, ist die andere Konstante S_0 der Asymptotenwert des anderen Astes.

§ 106. Deformationstemperaturen. Die im vorhergehenden Abschnitt behandelten Methoden, welche sich alle des Verschwindens bzw. Entstehens der Doppelbrechung durch Temperaturspannungen bedienen, lassen erst einen wirklichen Schluß auf den Beginn der Erweichung des Glases zu, wenn der Zusammenhang der Doppelbrechung mit Druck, Temperatur und Zusammensetzung des Glases völlig erkannt ist (vgl. §§ 46—50). Auch dann bedingen die so definierten Grenztemperaturen zu ihrer Vergleichbarkeit untereinander, daß diese Abhängigkeit der Doppelbrechung bei allen Glasarten von derselben Art sei, was mit Sicherheit nicht der Fall ist; deshalb hat man vielfach nach Methoden gesucht, welche diejenigen Temperaturen direkt bestimmen lassen, bei welchen das Glas die ersten Spuren bleibender Deformation zeigt, und zwar bedient sich die eine Gruppe nur der Eigenschwere des Glasstückes für die deformierende Kraft, während die zweite Gruppe äußere Kräfte auf dieses wirken läßt.

Im Sinne der vorgenannten Definition der Deformationstemperatur und mit dem Eigengewicht arbeiten Weidert und Berndt[302]. Es wurden Würfel von 25 mm Kantenlänge mit einer Ecke in Kieselgur so eingebettet, daß die Körperdiagonale vertikal stand. Nach dem Ab-

kühlen wurde beobachtet, ob sich auf der einen polierten Würfelfläche Spuren bleibender Eindrücke gebildet hatten. Die so ermittelten Werte für einige Gläser zeigt nachstehende Tabelle XLVI, zusammen mit den Differenzen gegen Entspannungs-, Schulzsche Härtungs- und Zschimmersche Kohäsionstemperatur:

Tabelle XLVI.

Bezeichn. nach S.O.G.	Bezeichn. nach Schott	Deformationstemp.	Entspannungstemp.	Deformationstemp. — Entspannungstemp.	Härtungstemp. — Entspannungstemp.	Kohäsionstemp. — Deformationstemp.
496/644	*O* 802	570				+ 33
516/640	*O* 3832	605	495	+ 110	+ 70	— 22
519/604	*O* 3453	520	430	+ 90	+ 81	+ 18
580/538	*O* 722	590				+ 42
590/612	*O* 2122	645	585	+ 60	+ 96	+ 49
609/589	*O* 2071	650				+ 24
613/369	*O* 118	460	410	+ 50	+ 80	+ 26
614/564	*O* 2994	645	565	+ 80	+ 116	+ 41
626/393	*O* 748	585				— 38
649/338	*O* 702	430	390	+ 40	+ 194	+ 63
657/363	*O* 3269	535				— 5

Verfahren, welches der Methode Seger-Kegel zur Bestimmung der Erweichung feuerfester Materialien nachgebildet sind, wurden von Grenet[10]) und Zschimmer[306]) angewandt. Jener läßt kleine Zylinder zusammensinken und beobachtet Temperatur und Zeit, nach welcher sie die Hälfte ihrer ursprünglichen Höhe erreicht haben, dieser macht kleine Seger-Kegel aus Glas (Basis 8×8, Höhe 30 mm) und beobachtet das Umbiegen der Pyramidenspitze bzw. das Zusammensinken. Diese Beobachtungsmethode hat wohl nur mehr qualitative Bedeutung, da sie aber eine verhältnismäßig hoch liegende charakteristische Erweichungstemperatur ergibt, wird sie öfter angewandt. Verfasser benützt in den Sendlinger optischen Glaswerken ein abgeändertes empfindliches Verfahren, bei welchem die erste merkliche Durchbiegung von 1,2, 5 und 10 mm Plättchen, die auf zwei Schneiden im Abstand von 50 mm liegen und auf genaue Dicke geschliffen sind, bei einem konstant gehaltenen Temperaturanstieg beobachtet wird. Es ergeben sich dann für das einzelne Glas mit der Dicke des Plättchens steigende Temperaturen, die sich deutlich einem Grenzwert nähern.

Die einzelnen Punkte der „Dickenkurven" liegen umso näher beieinander, je länger der Temperaturanstieg gewählt wird, was aus praktischen Gründen eine Grenze hat. Diese Methode ist auf 2⁰—3⁰ genau, schnell ausführbar und die Versuchskörper leicht herzustellen.

§ 107. Die zweite Gruppe von Autoren läßt zur Bestimmung der Deformationstemperaturen äußere Kräfte auf den Glaskörper wir-

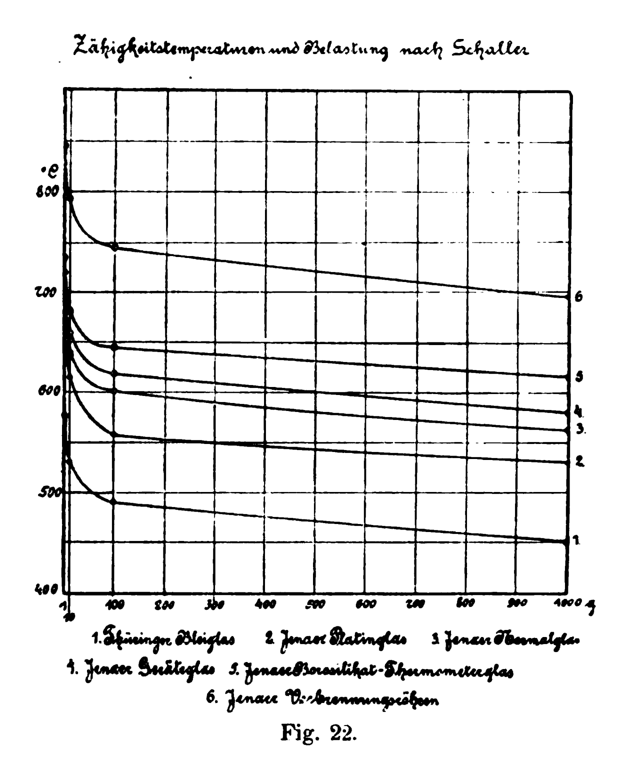


Fig. 22.

ken. Ebenfalls von technischen Gesichtspunkten wurde Schaller[306] geleitet bei der Bestimmung seiner Zähigkeitstemperatur. In der Achse eines elektrisch geheizten Röhren-Ofens werden Glasfäden aufgehängt und mit x g/mm² belastet und sodann die Temperatur interpoliert, bei welcher sich der Glasfaden unter dieser Belastung um einen Millimeter pro Minute verlängert. Er nennt dies dann die Temperatur der x-Gramm-Zähigkeit. Die Bestimmung leidet nur darunter, daß diejenige Länge des Glasfadens, welche sich auf der so definierten Tempe-

ratur befindet, unbestimmt wegen der nicht genau bekannten Temperaturverteilung im Röhren-Ofen bleibt. Für 6 technische Gläser sind die Werte der 1, 10, 100 und 1000 g Zähigkeitstemperatur in Fig. 22 aufgetragen. Die kleinen Unterschiede, welche die Kurven untereinander zeigen, machen sich in der Praxis in der Art der Erweichung der Gläser (Erweichungscharakter) deutlicher bemerkbar, als man dem gleichartigen Verlauf der Kurven untereinander nach glauben sollte. Die Torsionsbeobachtungen von Roberts und Littleton[303]) ähneln sehr denen von Schaller und unterscheiden sich von diesen im wesentlichen nur nur durch die Größe der äußeren Kräfte, die sehr viel höher gewählt wurden und infolgedessen tiefere Grenztemperaturen ergaben. 100 mm lange Stäbe von 5 mm Durchmesser werden in einem elektrischen Ofen mit ihren verdickten Enden in Klemmen eingespannt und mit 4 kg/mm² belastet. Es wird die bleibende Torsion gemessen die durch ein bestimmtes Torsionsmoment in einer Minute bei verschiedenen Temperaturen erzeugt wird. Der Logarithmus dieser bleibenden Torsion ist von der Temperatur linear abhängig. Die untere Temperaturgrenze der so gemessenen Deformationstemperatur wird von den Messungen extrapoliert als diejenige Temperatur, bei der die bleibende Torsion null wird. Die so ermittelten unteren Temperaturgrenzen (Erhärtungspunkt) sind für Borosilikatkron 467°—503°, für Alkalikalksilikatkron 412°—472°, für Bleigläser 353°—382°. [Vgl. auch Henry und Le Chatelier[310])]. Ähnlich wie bei der Methode Schaller, benützt v. Vesely[322]) die Bewegung eines Metalldrahtes, welche von dem Glas umhüllt ist, zur Bestimmung der Zeit, welche der durch ein Gewicht beschwerte Draht braucht, um bei einer bestimmten Temperatur das Glas zu durchschneiden (s. u. § 111).

§ 108. Sinterungstemperaturen. Darunter versteht man eine Temperatur, bei der die molekulare Beweglichkeit des Glases so groß geworden ist, daß eine Diffusion von Teilchen aus der Oberfläche heraus in die nahe benachbarte Oberfläche eintreten kann. Dabei spielen die Oberflächenkräfte und damit auch die Korngröße eine erhebliche Rolle. Insofern hier schon Kapillarkräfte zur Wirkung kommen, sind die Sinterungstemperaturen mit den Fließtemperaturen (s. § 110) verwandt. Bei diesen Bestimmungen ist wesentlich, daß die Korngröße genau definiert ist. Sinterungstemperaturen haben den Vorzug der leichten Bestimmbarkeit und der großen Empfindlichkeit, d. h. sie geben verhältnismäßig tiefliegende Temperaturpunkte in der Erweichungsskala.

Beck und Stegmüller[311]) bestimmten für einige Bleisilikate diejenige Temperatur, bei welcher die aus dem Glase hergestellten

feinen Körner (Größe nicht genau angegeben) beginnen eine zusammenhängende Masse zu bilden. Als Anzeichen dafür dient ihnen die ziemlich plötzlich einsetzende elektrische Leitfähigkeit. Sie stellen dabei folgende Werte fest:

Tabelle XLVII.
Erweichungspunkte von Bleisilikaten.

Silikate	$PbO.1SiO_2$	$PbO.2SiO_2$	$PbO.3SiO_2$	$PbO.4SiO_2$
ohne Zusatz	480°	570°	620°	650°
mit 5 Proz. $Na_2B_4O_7$	450°	510°	650°	590°
„ 5 Proz. B_2O_3	460°	540°	600°	
„ 2,5 Proz. CaO	520°	590°	—	—
„ 2,5 Proz. Al_2O_3	535°	600°	630°	
„ 5 Proz. Al_2O_3	595°	660°	700°	—

Verfasser benützt in den S.O.G. ein besser definiertes direktes Sinterungsverfahren: das frisch zerkleinerte Glas (frische Bruchflächen!) wird auf bestimmte Korngrößen gesiebt und ohne äußeren Druck einem stets gleichmäßig gehaltenen Temperaturanstieg unterworfen der bei den einzelnen Proben bei verschiedenen Temperaturen unterbrochen wird. Es lassen sich dann durch vorsichtiges Sieben oder Sedimentieren in Alkohol Temperaturen definieren, für welche bestimmte Anteile (bis zu 100 Proz.) gesintert sind. Diese Temperaturen können durch Anwendung äußeren Drucks beim Sintern in noch tiefere Temperaturbereiche verlegt werden. Wahrscheinlich ist es auch möglich, den Sinterungspunkt unter dem Heizmikroskop durch das Verschwinden der Totalreflexion an der Oberfläche eines Körnchens beim Zusammensintern mit einem anderen festzustellen.

§ 109. Auf einer Art Sinterung beruht auch die von Zschimmer[312]) definierte Kohäsionstemperatur: zwei sehr gute plangeschliffene und polierte Plättchen des zu untersuchenden Glases werden aufeinander gelegt („optisch angesprengt") und auf verschiedene Temperaturen eine bestimmte Zeit (Berührungszeit) gehalten. Bei der Kohäsionstemperatur tritt dann eine teilweise Verschweißung der Oberfläche ein, die „Adhäsion" geht in eine „Kohäsion" über. Dieser Punkt läßt sich optisch ziemlich gut feststellen und Zschimmer gibt eine Genauigkeit von einigen Temperaturgraden an. Außer von der Glasart ist die Kohäsionstemperatur wesentlich von der Berührungszeit beeinflußt. Diesen Einfluß für das Borosilikatkron *O* 3832 (Kron 516/640) gibt folgende Tabelle wieder:

Kohäsionstemperatur	Berührungszeit
611,3⁰	1 min.
584,7⁰	20 „
574,0⁰	50 „
566,8⁰	100 „
563,7⁰	3 Std.
553,0	14 „
540,0⁰	24 „

Für die praktische Bestimmung benützt Zschimmer die „relative“ Kohäsionstemperatur bei einer Berührungszeit von 30 Min., „Absolute“ Kohäsionstemperatur nennt er jene extrapolierte Temperatur, für welche bei noch so langer Berührungsdauer keine Verschweißung mehr eintreten würde. Für die Jenaer optischen Gläser wurden die Zschimmerschen 30-Min.-Kohäsionstemperaturen bestimmt, dabei ergaben sich im allgemeinen 5 Gruppen (vgl. auch Tab. XLVI):

Gruppe	30′-Kohäsions-Temperatur
Flint	450⁰—500⁰
Gew. Silikat-Kron	300⁰—550⁰
Borosilikatkron	350⁰—600⁰
Barint	600⁰—650⁰
Barion	600⁰—700⁰

Zschimmer glaubt mit seinem Kohäsionspunkt eine neue einwandfreie Konstante des Glases definiert zu haben. Er vernachlässigt aber dabei den zweifellos vorhandenen Einfluß der durch Politur erzeugten Oberflächenschicht, die gegen die frischen Bruchflächen des Glases sozusagen einen unkontrollierbaren Fremdbestandteil hereintragen; außerdem ist der Kohäsionspunkt natürlich auch vom Druck und damit von der Güte des Aneinanderhaftens vor dem Verschweißen abhängig. Nach Zschimmer soll die Kohäsion mit der Amplitude der Molekular-Schwingungen im Zusammenhang stehen. Danach wäre es merkwürdig, daß die Flint-Gläser mit besonders schlechter Wärmeleitfähigkeit die niedrigsten Kohäsionspunkte zeigen. Die Zschimmersche Kohäsionstemperatur zeigt aber denselben Gang bei den verschiedenen Gläsern wie die direkt bestimmten Deformationstemperaturen nur sind diese merkwürdigerweise sehr viel empfindlicher, indem sie niedrigere Grenztemperaturen liefern. Diese Diskrepanz bei den Flint-Gläsern wäre andernfalls nur dadurch zu erklären, daß bei diesen die Wärmeleitfähigkeit mit der Temperatur außerordentlich viel schneller ansteigen würde, als bei den anderen Gläsern. Die des

öfteren betonte Übereinstimmung der Kohäsions- und der Schulzschen Härtungstemperatur kann nur als eine reine Zufälligkeit betrachtet werden, da jene außerordentlich von den Versuchsumständen, diese u. a. auch von der Zahl der zur Extrapolation benützten Meßpunkte abhängt.

§ 110. Fließtemperaturen. Als solche bezeichnet man Temperaturen, bei denen die Oberflächenkräfte gegenüber den inneren eine überwiegende Rolle spielen und die Widerstandsfähigkeit gegen Gestaltänderungen eine so geringe wird, daß der Einfluß der Eigenschwere oder der Oberflächenkräfte hinreicht um Gestaltsänderungen in kurzer Zeit hervorzubringen. Auch diese Temperaturen hängen natürlich von der Methode und den Versuchsbedingungen stark ab. Den Einfluß der Eigenschwere benützen Weidert und Berndt[313]) um eine Fließtemperatur zu bestimmen. Sie geben für eine bestimmte Erhitzungsdauer (30 Min., 1 Std. und 6 Std.) diejenige Temperatur an, bei welcher 25-mm-Würfel in Kieselgur eingebettet und auf eine Körperdiagonale gestellt so breit geflossen sind, daß die ursprünglichen Kanten nicht mehr zu erkennen sind. Einige ihrer Werte für optische Gläser der S.O.G. gibt folgende Tabelle XLVIII wieder:

Tabelle XLVIII.

Glasart nach S.O.G.		Glasart nach Schott	Fließtemperatur in °C für		
			½ Std.	2 Std.	6 Std.
Kron	510/634	*O* 144	850	815	775
Kron	516/640	*O* 3832	810	795	780
Flint	549/461	*O* 378	740	725	685
Barion	573/575	*O* 211	910	885	860
Barint	580/538	*O* 722	845	805	785
Barion	590/612	*O* 2122	845	830	795
Barion	609/589	*O* 2071	870	835	820
Flint	613/369	*O* 118	730	695	680
Barion	614/564	*O* 2994	840	815	800
Barint	626/393	*O* 748	780	730	685
Flint	649/338	*O* 102	660	645	630

In ähnlicher Weise haben schon Grenet und Chatenet[314]) einige Gläser französischer Herkunft untersucht. Nach der Methode von Quincke[315]) bzw. von Burgess und Holt durch Abtropfenlassen eines Teiles der Substanz von einem auf bekannten Temperaturen erhitzten Glasfaden arbeitete Tillotson[316]). Er bestimmte das Tropfgewicht P und den

Fadendurchmesser D, die Oberflächenspannung T, $T = a\,\frac{9{,}8}{\pi}$ und a aus $P = a.D + b.D^2$, a und b sind zwei charakteristische Glaskonstanten. Man kann eine Fließtemperatur auch bestimmen, indem man die mattierte Oberfläche von Gläsern beobachtet und die Temperatur feststellt, bei der die diffuse Reflexion durch Glattfließen der Oberfläche in regelmäßige Reflexion übergeht. Auch hier müssen die Versuchsbedingungen genau definiert sein. J. W. Mellor, A. Latimer und A. D. Holdcroft[317]) wenden zur Bestimmung einer Fließtemperatur für Bleisilikate eine Methode von Doelter[320]) an, nach welcher die Temperatur bestimmt wird, bei der unter dem Heizmikroskop die feinen Körnchen anfangen unter dem Einfluß der Oberflächenkräfte Kugelform anzunehmen. Die so bestimmte Fließtemperatur liegt z. B. für ein Bleisilikat mit 60,6 Proz. PbO bei 661°, mit 70 Proz. PbO bei 543°, mit 79 Proz. PbO bei 535°.

§ 111. Viskosität und Zusammensetzung (Erweichungscharakter). (Vergleiche auch die Arbeiten von English und Turner[318]) über den Einfluß von Blei, Tonerde, Magnesia und Kalk auf die Erweichung von Silikatgläsern.) Es ist bekannt, daß verschiedene Glasarten sich sehr verschieden in bezug auf ihren Erweichungscharakter verhalten, d. h. Abstände von Temperaturpunkten gleicher Viskosität sind nicht nur an sich sehr verschieden, sondern auch relativ in den verschiedenen Temperaturbereichen (so wie etwa bei den Gläsern nicht nur die Gesamtdispersion, sondern auch die relative Teildispersionen sich unterscheiden). Während z. B. die Flinte den sogenannten „langen" Gläsern angehören, und die Temperaturpunkte der beginnenden Erweichung und der völligen Flüssigkeit sehr weit auseinander liegen, gehen gewisse Borosilikatkrone und vor allen die Barione schnell vom festen in den flüssigen Zustand über („kurze" Gläser), so daß sie oft technisch kaum zu verarbeiten sind. Den größten Einfluß auf hohe Werte der Zähigkeit weist im allgemeinen die Kieselsäure auf, wie das am augenfälligsten beim reinen Quarzglas in Erscheinung tritt. Nach J. N. L. Voigt[319]) wächst die Zähigkeit in Gläsern ziemlich schnell mit dem Kieselsäuregehalt. Dabei ist es gleichgültig, welche Basen vorhanden sind, wenn nur das molekulare Verhältnis von SiO_2 zur Base den Wert 2,5—3,0 nicht überschreitet. Weitere Angaben über Viskosität von Silikatschmelzen sind bei Doelter[320]) und Greiner[321]) zu finden. Nach letzterem nimmt die Viskosität in steigendem Maße zu, wenn Natrium-Silikat äquivalent ersetzt wird durch Ferro-, Mangan-, Ferri-, Magnesium-, Calzium-, Aluminium-

Silikat. Ebenso wirken äquivalente Mengen Kali erhöhend auf die Zähigkeit gegenüber Natron. So haben im allgemeinen Gläser mit höherem Kieselsäuregehalt nicht nur hohe Erweichungspunkte, sondern auch eine langsame Abnahme der Viskosität. Wäre die Viskosität eines Glases für jede Temperatur bekannt, so würde die Aufstellung dieser Abhängigkeit das beste Bild des Erweichungscharakters geben. Da diese Funktion aber sehr schwer, wenigstens nach einer einheitlichen Methode, zu bestimmen ist, so kann man sich als Ersatz dafür die im vorangehenden Kapitel praktisch definierten Grenztemperaturen für ein Glas zusammenstellen, die auch zu einem gewissen Bild über den Er-

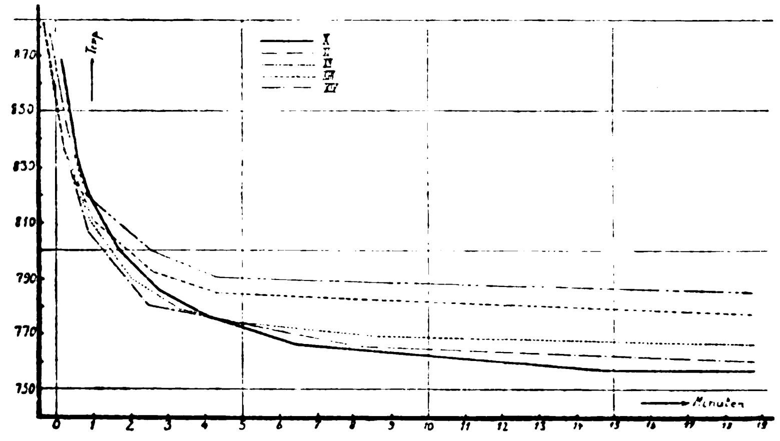


Fig. 23. Viskosität von systematisch geänderten Silikat-Gläsern (nach Vesely).

weichungscharakter führen, wenn auch der Zusammenhang dieser Grenztemperaturen mit der Viskosität ein verschiedener und teilweise unbekannter ist. Direkte Messungen der Viskösität im Zusammenhang mit der systematisch geänderten Zusammensetzung des Glases hat Vesely[322]) (s. auch § 107) ausgeführt. Er setzt dabei voraus, daß die Eindringungsgeschwindigkeit seines belasteten Drahtes proportional der Viskosität ist. In Fig. 23 ist der Zusammenhang von Temperatur und der Zeit für gleiche Eindringungstiefe wiedergegeben, in Tabelle XLIX die Zusammensetzung der betreffenden Gläser.

Auffällig ist in Fig. 23 bei den dargestellten verhältnismäßig alkaliarmen Kalksilikaten, daß Glas XI und XII bei niedrigen Temperaturen eine höhere Viskosität besitzt als Glas X, ein Verhältnis,

Tabelle XLIX.
Glaszusammensetzung nach Analyse.

Glas-Nr. nach Vesely	SiO_2	Na_2O	K_2O	Al_2O_3 Fe_2O_3	CaO	MgO
X.	69,94	13,65	1,00	2,63	12,65	—
XI.	67,10	12,88	0,79	2,98	16,28	—
XII.	64,81	12,26	0,82	2,52	19,22	—
XIII.	68,00	13,23	0,91	2,54	11,16	4,01
XIV.	65,01	12,92	0,73	2,58	11,33	7,30

das sich bei höheren Temperaturen umkehrt. Es muß überhaupt darauf hingewiesen werden, daß der Einfluß einzelner Oxyde auf die Zähigkeit in gewissen Temperaturbereichen nicht verallgemeinert werden kann und die aus den Messungen hervorgehenden Regeln sich im allgemeinen nur für ganz ähnlich zusammengesetzte Gläser bewähren.

§ 112. Die absolute Zähigkeit durch Messung der Fallgeschwindigkeit eines Platinkörpers im Schmelzfluß bestimmte K. Arndt[323]). Neben den Werten von Natriummetaphosphat A und Borsäure B sind diejenigen für ein Thüringer Röhrenglas C von der prozentigen Zusammensetzung 72 SiO_2, 3 Al_2O_3, 5,5 CaO, 4,5 K_2O und 15 Na_2O in Fig. 24 wiedergegeben. Im gleichen Maße gemessen ist die Zähigkeit von Wasser bei 20° 0,01. Washburn und Shelton[324]) messen die Viskosität einiger optischer Gläser nach der Magulesschen Methode, nach welcher die Kraft gemessen wird, mit welcher ein Hohlzylinder aus Porzellan im geschmolzenen Glase gedreht werden muß. um eine gewisse Umdrehungsgeschwindigkeit zu erlangen. Diese Kraft ist der Viskosität proportional und wird durch Eichung mit Flüssigkeiten von bekannter Viskosität ermittelt. Die von ihnen gemessenen Gläser zeigen in dem Temperaturintervall von 950—1350° eine annähernd hyperbolische Abhängigkeit der Viskosität von der Temperatur. Guye und Vassileff[325]) bestimmten die innere Reibung für ein Bleiglas und ein schwer schmelzbares Jenaer Glas aus der Dämpfung von Torsionsschwingungen. H. Schulz[352]) berechnet den Wert η für das Mittelflint O 118 zu $3{,}2 \cdot 10^{10}$.

Nach der Methode der Sinkgeschwindigkeit untersuchte Staley[326]) die Viskosität von Boratgläsern. Die Temperaturfunktion ist hyperbolisch. Je größer die Viskosität des Borats bei niederen Temperaturen ist, um so schneller nimmt sie bei steigenden Temperaturen ab.

Die zweite oben genannte Art der Darstellung des Erweichungscharakters durch charakteristische Temperaturen wählt z. B. Grenet[10]), welcher folgende Werte für Gläser von St. Gobain mitteilt:

Tabelle L.

Nr.	Molekularer Gehalt an				A	B	C
	SiO_2	Na_2O	CaO	PbO			
1	2,6	0,37	0,63	—	800°	604°	524°
2	2,45	0,47	0,53	—	845°	641°	573°
3	2,45	0,47	—	0,53	720°	460°	390°

Dabei bedeutet A eine Deformationstemperatur unter dem Einfluß der Schwerkraft (Senktemperatur), B eine Entspannungstemperatur

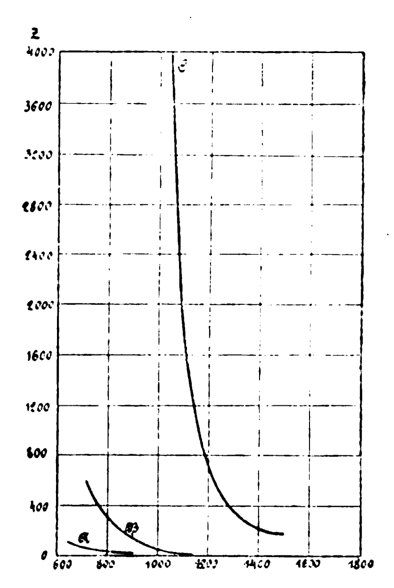


Fig. 24. Zähigkeit Z von Glas C als Funktion der Temperaturen (nach Arndt).

(Verschwinden der Restspannung) und C eine Spannungstemperatur, bei der es durch plötzliches Abschrecken gelingt, die ersten merklichen Spuren von bleibender Spannung zu erzeugen. Ersetzt man im Glase Nr. 2 den Kalk durch äquivalente Mengen anderer Oxyde, so ergeben sich für die Temperatur A folgende Werte:

CaO	ZnO	PbO	KO_2	Li_2O
845	890	720	705	690

§ 113. Änderung des Aggregatzustandes. (Über Schmelzen, Erstarren, Entglasen ist Ausführlicheres zu finden bei Dralle[2]), H. Schulz[351]), Tammann, Kristall und Schmelzen.) Für den glasigen Zustand ist das eigentliche Charakteristikum das Fehlen jeder Kristallstruktur; das Auftreten von Kristallbildung aus den Bestandteilen des Glases heraus nennt man daher bezeichnenderweise „Entglasung". Trotzdem beim Glase thermodynamische Merkmale einer unterkühlten Flüssigkeit vorhanden sind, haben die meisten physikalischen Eigenschaften die Werte eines festen elastischen Körpers. Dies hängt eben zusammen mit der großen Zähigkeit bei tiefen Temperaturen, wo die Relaxationszeit außerordentlich hohe Werte annimmt. So bildet Glas ein Gegenstück zu den flüssigen Kristallen, bei denen ein Raumgitteraufbau der Moleküle verbunden ist mit den äußeren physikalischen Eigenschaften einer Flüssigkeit.

Als thermodynamischer Beweis, daß Glas als Flüssigkeit anzusprechen ist, muß das Auftreten der größeren Lösungswärme von Silikaten im amorphen Zustand gegenüber der im kristallinischen angesehen werden (Tammann, Kristallisieren und Schmelzen, S. 57). Der amorphe Zustand mit seinem größeren Energieinhalt ist auch in der Regel als der reaktionsfähigere zu bezeichnen.

§ 114. Beim Kristallisieren hat man zu unterscheiden: Kristallisationsgeschwindigkeit und spontanes Kristallisationsvermögen. Die Kristallisationsgeschwindigkeit ist die maximale Längenzunahme der betreffenden Kristallart in der Zeiteinheit; sie erreicht ihr Maximum bei einer gewissen Unterkühlung unter dem Schmelzpunkt, da dann die bei der Kristallisation freiwerdende Schmelzwärme schneller abgeführt wird. Das spontane Kristallisationsvermögen, welche die in der Zeiteinheit gebildete Neuzahl von Kristallkeimen angibt, hat sein Maximum meist bei einem noch größeren Grad von Unterkühlung. Da sich die Gläser, insbesondere Kieselsäure und die Silikatgläser, durch geringes Kristallisationsvermögen und kleine Kristallisationsgeschwindigkeit auszeichnen, so können sie leicht über den Temperaturbereich der beiden Maxima hinaus unterkühlt werden, ohne daß eine erhebliche Kristallisationsbildung stattfinden konnte. Mehr oder weniger ist sie bei jedem Glas vorhanden. So fand Scherrer[330]) durch seine Röntgenanalyse bei einem sogar schnell gekühlten Thüringer Glas einen bemerkenswert hohen Prozentsatz von Kristallisationskernen. Ein Borosilikatkron

der S.-O.-G., das noch dazu einer wochenlangen Feinkühlung unterworfen war, fand er allerdings als klassisches Beispiel eines amorphen Körpers, d. h. der kristallinische Anteil war hierbei so außerordentlich gering, daß er auf diesem Wege nicht mehr nachgewiesen werden konnte. Die große Viskosität, insbesondere der Silikate in der Nähe des eigentlichen Schmelzpunktes unterstützt die Unterkühlungsmöglichkeit.

Da es beim Glase keinen eigentlichen Schmelzpunkt gibt, so nennt Schaller[329]) die Temperatur, oberhalb der bei noch so langem Verweilen im Glase keine Kristalle entstehen können, obere Entglasungstemperatur. Untere Entglasungstemperatur ist dann diejenige, unterhalb deren man praktisch nach noch so langen Zeiten keine Kristallisation (Entglasung) mehr zu fürchten braucht. Der Bereich zwischen diesen beiden Entglasungstemperaturen muß immer mit einer gewissen Geschwindigkeit durchschritten werden. Daher lassen sich manche Gläser, die durch schnelle Kühlung im amorphen Zustand erhalten werden können, zwar technisch verarbeiten, aber sie halten die langandauernde optische Kühlung zum Ausgleich innerer Spannungen nicht aus und sind daher für optische Zwecke unbrauchbar. Weidert[11]) teilt einige untere und obere Entglasungstemperaturen für eine Erhitzungsdauer von 6 Stunden für einige optische Gläser der Sendlinger optischen Glaswerke mit (s. Tabelle LI).

Tabelle LI.

Glasart	Entglasungs-Temperatur für 6 Stunden	
	untere	obere
Flint 649/338	720	825
Flint 613/369	720	875
Kron 519/604	570	1015
Kron 516/640	660	1275
Barion 614/564	650	950
Barion 590/612	730	1000
Barion 573/575	625	1025

§ 115. Es scheint, daß die Auskristallisation von Kieselsäure in Gläsern vorwiegend in Tridymitform, seltener als Cristobalit erfolgt; die dabei entstehenden Kristalle bilden viele Keime von äußerst geringer Wachstumgeschwindigkeit, so daß solche Gläser eine äußerst feine, kolloidal gefärbte Trübung zeigen, die je nach der Behandlungsweise bis zur porzellanartigen Dichte (Reaumursches Porzellan) fortschreiten kann.

Andere Kristalle (Silikate) haben ein geringeres spontanes Kristallisationsvermögen, aber größere Wachstumgeschwindigkeit; sie bilden dann eine geringe Anzahl von größeren Kristallen, wie z. B. das Bariumdisilikat oder Sphärolithe von Kalzium-Silikat (Pseudo-Wollastonit). Diese Kristalle sowie der (auch im Porzellan enthaltene) Sillimanit (Aluminium-Silikat) sind wohl die wesentlichsten und häufigsten kristallinischen Gebilde bei den Entglasungserscheinungen; in manchen Fällen bilden sich auch Mischkristalle, welche sich in der Zusammensetzung nicht wesentlich von der ursprünglichen Glasmasse unterscheiden. (Vergl. auch Peddle[13])). Die besten Untersuchungen sind darüber von Bowen, Insley u. a. m.[331–339]) veröffentlicht. Für optische Gläser kann wegen der langen Kühldauer einen Kieselsäuregehalt von 80 Proz. wohl kaum überschritten werden, bei technischen Gläsern, die schnell an der Pfeife bearbeitet werden, ist man neuerdings bis zu 90 Proz. gegangen. Von den Silikaten zeigt das Bleisilikat die größte Stabilität im amorphen Zustand, eine der geringsten das Lithiumsilikat. Die Borate zeigen im allgemeinen weniger Neigung zum Auskristallisieren, infolgedessen wirkt die Borsäure als Zusatz meist der Entglasung entgegen. Kaligläser entglasen im allgemeinen, vielleicht im Zusammenhang mit ihrer größeren Zähigkeit, weniger leicht als Natriumgläser. Bei den gewöhnlichen technischen Gläsern wirkt die Tonerde der Entglasung entgegen, bei den optischen ist dies nicht immer der Fall.

Die Entglasungserscheinungen, die an der Oberfläche von Gläsern[340]) z. B. bei Verarbeitung an der Lampe und bei Verbrennungsröhren eintreten, beruhen meistens auf einer lokalen Verarmung an Alkalien durch partielles Verdampfen, wodurch an der Oberfläche einer Glasschicht anderer Zusammensetzung, die leichter bei der betreffenden Temperatur zur Entglasung neigt, entsteht. Nicht zu verwechseln sind damit die äußerlich sehr ähnlichen Abblätterungserscheinungen, welche insbesondere kalireiche Gläser zeigen, falls ihre Oberfläche außerordentlich viel Wasser, insbesondere durch Verwitterung gebunden hatte.

§ 116. Umwandlungspunkte, Haltepunkte und Konstitution des Glases. Durch eine Reihe von neueren Untersuchungen (z. B. Lebedeff, Lafon, Jackson, Tool, Eichlin und Valasek) scheint sich die auch schon bei früheren Autoren hier und da bemerkbare Ansicht immer mehr auszubilden, daß die alte Anschauung, ein Glas sei lediglich durch die Anzahl der in ihm enthaltenen Oxyde in seinen Eigenschaften völlig definiert, nicht zureichend ist. Diese alte Anschauung fand in Winkelmann und Schott ihre klassischen Vertreter und findet sich auch noch fast durchweg bei den neueren Auto-

ren wie Cobb[342a]), Zschimmer[352]), Le Chatelier[10]). In diesem Bericht wurde bei verschiedenen Eigenschaften wiederholt darauf hingewiesen, daß diese von der Wärmevergangenheit des Glases abhängig zu sein scheint. Zwar hat man diese Abhängigkeit schon früher häufig beobachtet, aber in den meisten Fällen einfach mit dem Einfluß von Spannungen abgetan, so z. B. bei der Dichte und beim Brechungsexponenten. Tatsächlich finden sich aber beim wiederholten Erwärmen und Abkühlen von Glas, selbst wenn man nicht bis allzu hohen Temperaturen fortschreitet, ebenso wie bei der Alterung des Glases an sich gewisse irreversible Umlagerungen, welche entweder durch Relaxation der Gestaltselastizität oder molekulare Umlagerungen, wahrscheinlich durch beides zu erklären sind. Bei den molekularen Umlagerungen hat man zu bedenken, daß das Glas wahrscheinlich als eine Lösung von teilweise einfachen und komplexen, teilweise dissoziierten Silikaten in der Glassäure anzusprechen ist. Dabei können gewisse Substanzen zweifellos sowohl mit sauren wie mit basischen Eigenschaften auftreten, so z. B. Blei und Aluminium (amphotere Elemente) außerdem sind in jedem Glase Gase und Wasser in fester Lösung sowie auch eine Anzahl von subultramikroskopischen Kristallen, „Elementarkristalle", vorhanden. Bei der großen Zähigkeit der Kieselsäure kann die Bildungsgeschwindigkeit der Stoffe, die dem betr. Temperaturgleichgewicht entsprechen, außerordentlich gering sein, daraus erhellt bei den endlichen Abkühlungsgeschwindigkeiten die Möglichkeit der Verschiedenheit des jeweils erhaltenen Produktes, d. h. die Abhängigkeit seiner Eigenschaft von der Wärmevergangenheit; darauf hingewiesen sei nur, daß dieselbe größer ist, als man bislang im allgemeinen angenommen hat, und daß sich die Einflüsse bis auf die Vergangenheit bei sehr viel höheren Temperaturen hinauf zu erstrecken scheinen, als man bisher wohl für möglich hielt. So glaubt z. B. schon Frink[342]), daß neben physikalischen auch chemische Heterogenitäten (nicht zu verwechseln mit den „Schlieren") auftreten können, welche die elastischen Eigenschaften beeinflussen können. Sehr bestimmt, wenn auch mit besonderen eigenen Anschauungen verquickt, hat Quincke[342b]) sich über die mit der Wärmevergangenheit verbundene heterogene Natur des Glases ausgesprochen. Washburn[260a]) glaubt auf Grund seiner Untersuchungen der im Glase gelösten Gase annehmen zu müssen, daß noch nicht einmal alle mit den Gemengebestandteilen eingeführten Carbonate bei den normalerweise geschmolzenen Gläsern zersetzt sind. Wie vielmehr müssen dann schwerer umsetzbare Bestandteile (wie etwa Kaoline) die von der Wärmevergangenheit abhängige Konstitution des Glases beeinflussen!

§ 117. Daß das thermodynamische Verhalten des Glases nicht vollständig einer umwandlungsfreien unterkühlten Flüssigkeit entspricht, ist neuerdings wohl einwandfrei erwiesen. Quasebart[343]) berichtet über einen Fall bei Spiegelglas, wo er eine haltepunktähnliche Erscheinung beobachtet hat. Eine bemerkenswerte quantitative Arbeit über die Umwandlungspunkte verschiedener Gläser liefern A. Tool und C. Eichlin[344]). Wenn Glas mit konstanter Geschwindigkeit erwärmt wird, so scheint sich innerhalb eines gewissen Temperaturintervalls, das ungefähr mit dem Kühlungsintervall (Ausgleichsbereich) zusammenfällt, eine Wärmedifferenz gegen die miterhitzte Umgebung, die auf endothermische Prozesse im Glase zurückgeführt wird, zu ergeben. Die Temperatur des Eintritts des Effektes liegt je nach der Glasart zwischen 460°—610°, das Maximum 30°—40° höher. Schnell gekühlte Gläser zeigen einen wesentlich ausgeprägteren Effekt als getemperte. Dies wird in Zusammenhang gebracht mit der Beobachtung von Jackson[341]), daß jene gehärteten Gläser eine geringere Fluoreszenz bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlen aufweisen, als langsam gekühlte; dafür sollen die langsam gekühlten aber bei Zimmertemperatur einer um so stärkeren Umwandlung ausgesetzt sein. Die Ansicht Jacksons, daß die Fluoreszenzträger die kristallinischen Bestandteile seien, braucht nicht unbedingt richtig zu sein. Man kann diese Umwandlungen als molekulare Umwandlungen auffassen, ohne daß ein Aufbau wirklicher kristallinischer Gebilde aus den amorphen Bestandteilen erfolgt. In einer weiteren Arbeit haben Tool und Valasec[345]) für verschiedene Gläser die Übereinstimmung der auf ganz verschiedenen Wegen (mechanisch, thermisch und optisch) bestimmten „kritischen" Erweichungs-Temperaturbereiche nachgewiesen. Diese Umwandlungserscheinungen, deren Wärmeabsorption auch von Day und Allen beobachtet wurde, stehen wohl auch im Zusammenhang mit der Beobachtung gewisser Ausdehnungsanomalien, wie sie von Pietenpol[215]), Peters und Cragoe[214]) (s. §§78—80) gemacht worden sind.

§ 118. Auch A. A. Lebedeff[347]) veröffentlicht qualitative Beobachtungen über die Unterschiede im Brechungsexponenten, welche bei dem gleichen Glas bei verschiedener thermischer Behandlung auftreten. Diese sind nach seiner Ansicht zu groß, als daß sie allein auf Kühlspannungen zurückgeführt werden könnten, wie sie z. B. bei den reversiblen Änderungen des Brechungsindex durch Abschrecken und Tempern von Twyman u. Simeon[347a]) beobachtet wurden. Ähnliche Beobachtungen macht er an der Doppelbrechung (vgl. auch die Entspannungs- und Härtungskurven bei H. Schulz, Weidert und Berndt). Auch er findet

bei einem Borosilikatkron bei 555⁰ eine verstärkte Wärmeaufnahme bei der Aufnahme der Erhitzungskurve nach der Roberts-Austinschen Methode. Ferner ist bei 520⁰ ein Maximum der Änderung des Brechungsexponenten mit der Temperatur festgestellt worden und eine starke Zunahme der Wärmeausdehnung, deren Größenordnung dieselbe ist, wie bei der Umwandlung von α- in β-Quarz. Der Auffassung von Lebedeff, daß man es hierbei mit der polymorphen Umwandlung von Kristallgemischen zu tun hat, kann man vorläufig nicht beipflichten. In diesem Sinne macht auch Lafon[216 und 378]) Einwendungen. Schon früher wurde von Zulkowski[349]) beobachtet, daß sich das endgültige chemische Gleichgewicht erst nach einiger Zeit und wiederholter thermischer Behandlung einstellte, ohne daß dies alleiniger Einfluß der Spannung sein soll. Damit im Zusammenhang steht vielleicht die von Weber[217]) gefundene geringere thermische Nachwirkung bei Gläsern, die statt zweier nur ein einziges Alkali enthalten, was die schnellere Erlangung eines chemischen Gleichgewichtes begünstigen könnte. Jedenfalls häufen sich aber die Beobachtungen, nach denen die landläufige Auffassung über die Konstitution des Glases einer Revision bedarf. Darauf macht auch M. W. Travers[350]) in einer Abhandlung über „die Natur des Glases" aufmerksam. Er weist auf die Ähnlichkeit der reversiblen Änderungen hin: *Gel* ⟷ *Sol* und elastisches Glas ⟷ weiches Glas. (Die Eigenschaften eines Gels hängen bekanntlich sehr von seiner Vorgeschichte, insbesondere seiner Wärmevergangenheit ab. D. Verf.). Dabei werden die Folgerungen von Griffiths[350]) erwähnt, nach welchen im weichen Glas die Moleküle regellos geordnet sind, während sie sich beim Abkühlen zu Ketten- und Oberflächenbildungen anordnen. Verfasser hat sich auf Grund vieler praktischer Beobachtungen eine ähnliche Anschauung gebildet und hält es für möglich, daß die Zahl und Größe der Kettenmoleküle, zu denen die Kieselsäure besonders zu neigen scheint, von der Wärmevergangenheit abhängt und so die endgültigen physikalischen Eigenschaften des Glases beeinflußt. Diese Kettenbildung kann auch der Grund für die große Zähigkeit sein und den Einfluß der eigentlichen Wärmebewegung der Einzelmoleküle stören.

So reizvoll auch viele Parallelen sind, so darf man nicht vergessen, daß sie solange des Wertes einer brauchbaren Arbeitshypothese entbehren, als ihnen keine physikalisch begründeten klaren Vorstellungen über die inner- und zwischenmolekularen Vorgänge zugrunde liegen. Hier liegt eine wissenschaftlich und technisch gleich wichtiges Entwicklungsfeld der Forschung.

Tabelle LII.

Zusammensetzung einiger optischer und technischer Gläser in Gew.-Prozent nach Zschimmer[6 u. 353]) und Wright[21]).

Glasart	Typus nach S.O.G.	Typus nach Schott	SiO_2	B_2O_3	Al_2O_3	PbO	ZnO	BaO	CaO	K_2O	Na_2O	As_2O_3
Borosil.-Kron	518/602	O 60	64,6	2,7			2,0	10,2		15,5	5,0	0,4
„ „	497/649	O 802	71,0	14,0	5,0						10,0	
„ „	510/634	O 144	70,0	8,3					1,9	12,0	7,4	0,3
„ „	516/614	O 3832	69,6	9,9				2,5		8,4	8,4	0,2
Kron m. hoh. Disp. . .	515/566	O 114	69,2			6,5			4,0	17,—	3,0	0,3
Barion	573/575	O 211	48,1	4,5			10,1	28,3		7,5	1,0	0,4
Schwer-Barion	590/612	O 2122	37,5	15,0	5,0			41,0				1,5
„ „	611/564	O 1209	40,2	6,0	2,8		8,2	42,4				0,4
Leicht-Barint	568/530	O 602	51,2			4,0	14,0	20,0		5,0	5,5	0,3
Schwer- „	624/391	O 748	42,8			32,6	5,1	10,8		7,5	0,7	0,5
Leicht-Flint	548/459	O 378	59,3			27,5				8,0	5,0	0,2
Mittel- „	613/369	O 118	46,6			43,8				7,8	1,5	0,3
Schwer- „	649/338	O 102	41,7			50,5				7,0	0,5	0,3
„ „	717/295	O 41	34,7			61,0				2,5	1,5	0,2
„ „	754/275	O 165	28,4			69,0				2,5		0,1
Phosphat-Kron . . .		O 225	P_2O_5 70,5	3,0	10,0				MgO 4,0	12,0		0,5
Borat-Kron		S 204		63,8	18,3	3,0		3,5		3,5	8,0	0,2
Antimonflint		O 609	53,5	20,0					Sb_2O_3 20,0	6,5		
Deutsch. Tafelglas (Mittel)			73,0						13,5		13,5	
Brit. Spiegelglas Pl. Gl. C.			77,36		0,91				5,31	3,01	13,06	
Thüringer Reagenzrohr			70,23		1,84				8,53	4,27	15,80	
Verbrennungsrohr Cavalier			79,57						7,80	11,60	0,66	

(Optische Flintgläser s. a. Tab. XIV u. XXII, Technische und Spezial-Gläser s. a. Tab. XXVIIIc, XXXIXb u. XLIIb.

Nachtrag.

Zu § 3. Eine mit der in dieser Abhandlung nahezu identische Gruppeneinteilung der optischen Gläser ist in dem inzwischen erschienenen neuesten optischen Glaskatalog von Schott und Gen.[355]) durchgeführt. Dortselbst sind für die Typen des Jenaer Glaswerkes außer den optischen auch andere physikalische Konstanten angegeben, nämlich Dichte, Ausdehnung, Kohäsionstemperatur und Verwitterungsklasse (hydrolytische Klassifizierung nach Mylius).

Zu § 8. Wie von Hartmann, so wurden auch in neuester Zeit empirische Dispersionsformeln aufgestellt, die ein relativ großes Wellenlängengebiet umfassen, so drei kompliziert gebaute dreikonstantige von Wright[357]) und eine der Cauchyschen analoge von Nutting[358]). Letztere hat die Form $\frac{1}{n-1} = A + \frac{B}{\lambda^2}$.

Zu § 11. Die Frequenz der ultraroten Eigenschwingungen kann begründet sein durch den Abstand der in regelmäßiger Kristallgitterstruktur aufgebauten schwingungsfähigen Gebilde (Raumgitterschwingung) oder durch die Resonanzeigenschaften chemisch charakteristischer Atomgruppen (innerer Schwingungen). Der letztere Fall ist bei Kristallen mit dem ersten vereint und drückt sich dann durch den Einfluß auf die polarisierte Lichtschwingung bei deren Durchgang aus (Anisotropie). Hierin müßten sich also die wesentlich amorph aufgebauten Gläser von den kristallinischen Silikaten unterscheiden. Die letzteren wurden neuerdings von Schæfer und Schubert[359]) untersucht. Sie fanden für das Anion SiO_3 bei Metasilikaten charakteristische Resonanzen bei 9 μ und 12 μ, welche wie bei anderen Gruppenuntersuchungen (Coblentz, Reinkober) von der Bindung an das Kation nahezu unabhängig gefunden wurden.

Zu § 13 und 14. Der ultraroten Absorption von auch im Sichtbaren mehr oder weniger gefärbten Gläsern widmen Coblentz, Emerson und Long[361]) eine eingehende Untersuchung des Spektralbereichs von 0,5—5,0 μ. Wesentlich ultrarote Absorption zeigen von den ca. 80 untersuchten verschiedenartigsten Augenschutzgläsern nur die mit Eisenoxydulgehalt, von denen einige in nachstehender Tabelle LIII aufgeführt sind.

Ergänzend untersuchte Gibson und Mc Nicholas[362]) das ultraviolette Absorptionsspektrum der gleichen Augenschutzgläser. Zwar finden sie prinzipiell nichts Neues, aber die Arbeit stellt in ihren Einzelheiten ein sehr wertvolles Untersuchungsmaterial dar.

Tabelle LIII.

Glasart	Dicke mm	Maximale Durchlässigkeit im Sichtbaren	Gesamt-Ultrarot-Durchlässigkeit
Kathodenzerstäubtes Gold auf Crookes Neutral-Glas	—	22 Proz.	0,8 Proz.
Crookesferrous Nr. 30 (salbeigrün) . .	1,98	44	4,9
Corning G 124 J. A. (blaugrün) . . .	1,50	52	5,5
„ Noviweld 39/D. M. (6) gelbgrün	2,17	2	1,1

Zu § 20. Die Beeinflussung der Färbung von Nickelgläsern durch die Grundglassubstanzen untersuchte Whitmer[360]). Größere Mengen Zinkoxyd rufen Blautöne hervor, CaO und MgO ergeben Grau, wobei CaO auch teilweise durch BaO ersetzt werden darf. BaO, CaO und K_2O ergibt Braun, bei Gegenwart von ZnO Purpur bis Rot.

Zu § 25. Auch bei den Gläsern hat die Temperatursteigerung wie bei den festen Körpern stets eine Verschiebung der Absorption nach Rot zur Folge, und zwar werden die Gebiete kurzer Wellen (Ultraviolett) stärker verschoben, während dieser Effekt mit steigender Wellenlänge abnimmt, so daß im Ultraroten eine derartige Verschiebung kaum merklich ist (Coblentz). Diesen Befund von Königsberger[70 u. 366]) bestätigten vor allen Houston[368]) und Becquerel[367]). Der erstere untersuchte eine Reihe von Farbgläsern quantitativ und klärte auch das Verhalten der scharfen Absorptionslinien von Didymgläsern insofern auf, als sich zwei verschiedene Sorten gänzlich verschieden verhielten: Das eine zeigte Streifenverschiebung mit Intensitätsab- und -zunahme verschiedener Banden bei steigender Temperatur, während das zweite, wie bei Königsberger und Rizzo[369]), keine Veränderung zeigte. Becquerel bestätigte durch photographische Aufnahmen mit großer Dispersion violette Verschiebung der Banden seltener Erden bei tieferer Temperatur, doch wurde der Verallgemeinerung seines Befundes von Elias und du Bois[370]) nach qualitativen Versuchen widersprochen. Auch Silverman[365]) beschreibt qualitative reversible Farbenänderungen bei hohen und tiefen Temperaturen an Farbgläsern. Die Veränderung der Gesamtdurchlässigkeit für sichtbares Licht bei höheren Temperaturen (bis 350 ^{0}) ergibt sich aus Messungen von Luckiesh[364]).

Der Temperatureinfluß auf das ultraviolette Absorptionsspektrum wurde von Rieder[371]) direkt an Farbgläsern und auch vor allem an

farblosen optischen Gläsern bestimmt. Er fand bei einer Temperatursteigerung von 150° eine Rotverschiebung der Absorptionsgrenze von 2 $\mu\mu$ bei O 198 bis zu 16 $\mu\mu$ bei S 386 bei 3 mm Schichtdicke. Für ein Flint O 118 in gleicher Dicke hatte die Lage der Absorptionsgrenze folgende Werte (als Funktion der Temperatur): 334,0 $\mu\mu$ (300°), 320,5 $\mu\mu$ (150°), 313,4 $\mu\mu$ (16°), 303,0 $\mu\mu$ (— 180°). Eine Veränderung der blau-violetten Absorptionsbande von Uranglas mit der Temperatur konnte nicht festgestellt werden.

Eine andere Art der Farbänderung durch Dissoziation beim Erhitzen beschreiben Hostetter und Roberts[372]) an eisen-gefärbten Gläsern. Je höher die vorangegangene Erhitzung (900—1600°), desto leichter findet dabei eine Dissoziation von Fe_2O_3 in FeO und der Übergang von gelblicher zu grüner Färbung statt.

Zu §§ 48 und 49 sowie 101—105. Über die Doppelbrechung in Glas, ihre Dispersion und ihren Temperaturverlauf lieferte Filon[376]) eine Reihe bemerkenswerter Arbeiten, ohne aber über die grundlegende Untersuchung von Pockels wesentlich hinauszukommen.

Statt der von Adams und Williamson angegebenen einfachen empirischen Beziehung (s. Formel 16, S. 245), welche die zeitliche Änderung der Doppelbrechung bei konstant gehaltener Temperatur angibt, entwickelt Taffin[377]) einen Ausdruck, der besser geeignet sein soll, wenn die gemessenen Gangunterschiede 50 $\mu\mu$ übersteigen:

$$\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\Delta_0} + A\left(\frac{1}{\Delta^2} - \frac{1}{\Delta_0^2}\right) = Bt,$$

wobei Δ_0 bzw. Δ die Doppelbrechung zu der Zeit 0 bzw. t darstellen und A und B angegebene Temperaturfunktionen sind. In einer zweiten Arbeit[377]) wird die Brauchbarkeit der Formeln an dem Beispiel eines gemessenen Glases gezeigt.

Neuere Untersuchungen[378]) über die Dispersion der Doppelbrechung in Gläsern lassen erkennen, daß eine solche bei geeignet feinen Beobachtungsmitteln meist auch nachzuweisen ist.

Zu §§ 52 und 53. Auch das magnetische Gegenstück der elektrischen Doppelbrechung — das Cotton-Mouton-Phänomen — wurde an Gläsern beobachtet. E. Henriot[379]) fand bei Beobachtung sowohl der elektrischen wie der magnetischen Doppelbrechung an einem Kron-Glas ($n_D = 1{,}5001$) außerdem die Differenz ($n' - n''$) der Hauptbrechungsindizes abhängig von der Wellenlänge, und zwar stellte er dabei innerhalb der Meßgenauigkeit die Konstanz des von Havelock gegebenen Ausdruckes fest,

$$\frac{(n' - n'')n}{(n^2 - 1)^2} = C,$$

wo n den ursprünglichen Brechungsindex für eine mittlere Wellenlänge bedeutet. C war dabei gleich 0,959 ± 0,001.

Zu § 58. Nach Kraus und Darby[380]) sind bei von ihnen untersuchten gewöhnlichen Kalk-Natron-Silikatgläsern 74—82 Proz. der Gesamtmenge Na am Elektrizitätstransport beteiligt. Der ionisierte Anteil nimmt mit steigender Temperatur zu (278—343°).

Zu §§ 85 und 86. Harris und Schumacher[381]) lieferten eine bemerkenswerte Arbeit über den Zusammenhang der bei Erwärmung von Gläsern abgegebenen Gasmengen und ihre Zussmmensetzung bzw. Vorbehandlung. Sie unterscheiden mit großer Klarheit erstens absorbierte Gase der Oberfläche (Sorption), vorwiegend CO_2 und Wasserdampf, beides — wie schon von früheren Autoren angenommen — wesentlich chemisch gebunden und bei ca. 200° abgegeben, zweitens die vorwiegend im Innern des Glases gelösten, bei — 190° nicht kondensierbaren (permanent) Gase (Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff), abgegeben bei beginnender Erweichung. Die Resultate gibt Tabelle LIV wieder:

Tabelle LIV.

Nr.	Glasart	CO_2 in cm³ · 10⁵/cm²	Absorb. nicht kondens. Gase in cm³ · 10⁵/cm²	Proz.-Gehalt $Na_2O + K_2O$	Temp. Cels.
1	Alkalikalksilikat .	19,3	1,300	21,12	400°
2	„ .	10,4	1,800	16,87	400°
3	Leicht-Flint . . .	7,5	2,650	12,30	400°
4	Leicht-Borosil-Flint	7,5	2,350	11,90	400°
5	Borosilikat	4,5	0,480	5,35	500°
6	Leicht-Flint ähnlich Nr. 3	6,5	0,009	9,99	400°
7	Pyrex	?	ca. 0,4	4,1	?

(Genaue Zusammensetzung beim Autor.)

Daraus ergibt sich eine gewisse Proportionalität zwischen der CO_2-Abgabe und dem Alkaligehalt der Gläser. Alle Gläser, auch das Pyrexglas (s. S. 227), gaben oberhalb 300° erhebliche Mengen Gas aus dem Innern ab. Nur Nr. 6, das vorher bei 1500—1600° eine Stunde lang extrem hoch geschmolzen war, zeigte eine erstaunlich geringe

Gasabgabe, während seine Sorption (CO_2-Abgabe) als normal gemäß seinem Alkaligehalt zu bezeichnen ist.

Zu § 87. Filon und Harris[382]) glauben aus ihren piezooptischen Messungen an einem Glasstück mit Kühlspannungen schließen zu müssen, daß das Glas ein Gemisch aus 2 Phasen vorstellt, wobei etwa ein „fester" Bestandteil in einer bei höherer Temperatur viskosen Masse mit anderen elastisch-optischen Konstanten eingelagert ist. Ihre Ansicht gründet sich darauf, daß bei ihren Messungen der Differenz $P—Q$ der Hauptspannungen P am Rande des Glasstückes verschwindet, während der Mittelwert von Q in keinem Falle Null wird. Man darf nicht vergessen, daß solche Vorstellungen zur Beschreibung einer derartigen Erscheinung hinreichend und notwendig sein können, aber keine tiefere physikalische Bedeutung zu haben brauchen.

Zu § 101. In einer späteren Arbeit untersuchte Tillotson[383]) die Oberflächenspannung von Kalk-Natron- und Baryt-Natron-Silikaten sowie von Baryt-Natron-Borosilikaten. Er fand die Oberflächenspannung T einigermaßen linear abhängig von der Zusammensetzung. Als spezifische Multiplikatoren für die Mengen der Einzeloxyde gibt er für die untersuchten Gläser folgende Werte an:

SiO_2 129; B_2O_3 45; BaO 195; CaO 323; Na_2O 160,

woraus sich additiv bei gegebener Zusammensetzung der Wert T berechnen läßt.

(Eingegangen am 12. Dezember 1922.)

Besprechungen.

N. Bohr, Über die Quantentheorie der Linienspektra. Mit einem Vorwort von Bohr, übersetzt von P. Hertz. 168 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1923. Geb. Gz. 5.—.

Das Buch enthält eine Übersetzung von drei Abhandlungen Bohrs, deren beide erste im Jahre 1918 in den Schriften der Kopenhagener Akademie in englischer Sprache unter dem Titel „On the quantum Theorie of line spectra" veröffentlicht wurden; die dritte wurde damals noch nicht publiziert und sollte erst 1922 an gleicher Stelle zum Abdruck kommen; ein Nachtrag zu diesem dritten Teil ist der vorliegenden Übersetzung beigegeben und gibt einen kurzen Überblick über die von anderen Forschern inzwischen durchgeführten Untersuchungen. Da die Originalabhandlungen nur schwer zugänglich sind, ist es sehr zu begrüßen, daß den deutschen Physikern nun eine vorzügliche Übersetzung zur Verfügung steht, die das Studium dieser tiefgehenden und bedeutungsvollen Arbeiten wesentlich erleichtert. R. Seeliger.

W. Gerlach, Materie, Elektrizität, Energie (die Entwicklung der Atomistik in den letzten zehn Jahren). Wiss. Forschungsbericht Bd. VII. 195 S. mit 68 Fig. Dresden u. Leipzig, Th. Steinkopff. 1923. Gz. 4.—.

Der Verf. hat seinem Buch über die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie eine für weitere Kreise bestimmte Übersicht über fast alle eben aktuellen Fragen der Elektronik und Atomphysik folgen lassen. Umfassende Kenntnis der Literatur und durchwegs sehr geschickte Darstellung zeigen sich auch hier und machen das Buch geeignet als Orientierungsmittel für Nichtphysiker auf diesen den Astronomen, Techniker und Chemiker in gleicher Weise angehenden neuesten Sondergebieten der Physik. Die Auswahl des Stoffes ist allerdings vielfach nach subjektiver Bewertung des Verf. ausgefallen und die Behandlung nicht erschöpfend; die Lektüre wird dem Physiker, sei es an Problemstellungen, tiefergehenden Gesichtspunkten oder kritischen Betrachtungen wenig Neues bringen. Den vom Verf. gewollten Zweck aber dürfte das Buch in vorzüglicher Weise erfüllen. R. Seeliger.

A. Goetz, Physik und Technik des Hochvakuums. Sammlung Vieweg. Bd. 64. 144 S. mit 69 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1922. Geb. Gz. 5.—.

Der Verf. hat sich die Aufgabe gestellt, dem Physiker und Techniker eine Art Hand- und Nachschlagebuch für das Spezialgebiet der Vakuumarbeiten zu geben. Demgemäß enthält das Buch neben einer Beschreibung der Konstruktion und Wirkungsweise der einzelnen Pumpen und Manometer auch eine sehr vollständige Sammlung, von Einzelangaben über Dichtungen, Hähne, Reinigung der Gefäße, Trockenmittel u. dgl., von Rezepten und Arbeitsregeln. Die beiden ersten Hauptteile, die sich mit der Theorie und Konstruktion der Pumpen und Manometer beschäftigen, scheinen mir dabei besser geglückt zu sein als die folgenden beiden. Denn sie geben m. W. zum erstenmal eine zusammenfassende und zwar eine sehr geschickte und brauchbare Darstellung der weitläufigen Literatur, unterstützt durch zahlreiche gute Figuren. In Ergänzung mancher Stellen, die von der Theorie der Diffusionspumpen handeln, wird jedoch die Lektüre des kürzlich in der Zeitschr. für techn. Physik erschienenen Artikels von Gaede empfehlenswert sein. In den beiden anderen Teilen hingegen ist allzuviel des Guten geschehen und nicht immer hat hier offenbar der Verf. sich auf eigene Erfahrung stützen können. Aus einem Buch lernen kann man diese reinen Erfahrungsdinge und Handfertigkeiten doch nicht, so daß eine wesentlich kürzere Darstellung und eine kritische Auswahl besser den gewollten Zweck erfüllt hätten. Alles in allem aber hat der Verf. mit großem Fleiß und viel Sachkenntnis sicher nützliche Arbeit geleistet, die namentlich allen Anfängern auf dem immer umfangreicher werdenden Gebiet der Vakuumphysik zugute kommen wird R. Seeliger.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

20. Band. Jahrgang 1923. Heft 4.

Die Einsteinsche Relativitätstheorie und die Rotverschiebung der Fraunhoferschen Linien[1]. I.

Von **L. C. Glaser** in Würzburg.

Einleitung.

Die Rotverschiebung der Fraunhoferschen Linien stellt eine der drei Hauptforderungen der allgemeinen Relativitätstheorie Einsteins dar und folgt als solche aus der allgemeinen Relativitätstheorie[2]. Die

---

1) Der vorliegende Bericht lehnt sich zum Teil an eine bereits veröffentlichte Abhandlung des Verfassers an, die in Glasers Annalen, 87, 29—33, 1920; 88, 30—33, 42—43, 1921 erschienen ist und noch fortgesetzt wird (L. C. Glaser, Versuche zur Bestätigung der Relativitätstheorie). Nach Abschluß dieser Abhandlung, die wichtige Abbildungen nach Originalaufnahmen bringt, wird dieselbe in veränderter Form in Buchform ausgegeben werden.

Entsprechend dem Leserkreis der Zeitschrift konnte auf die Rotverschiebung der Spektrallinien nur kurz eingegangen werden. Der vorliegende Bericht verdankt seine Entstehung einer Aufforderung von Prof. Dr. W. Stark-Würzburg und wurde bereits im September 1920 begonnen, nachdem zu diesem Zeitpunkt bereits die wichtigsten Unterlagen, an denen der Verfasser zum Teil persönlich mitgearbeitet hat, zur Hand waren. Etwaige Lücken werden zufolge der Schwierigkeit der Beschaffung ausländischer Literatur vorhanden sein. Durch gütige Mitwirkung von Herrn Prof. Dr. Elis Strömgren-Kopenhagen, von Herrn Prof. Dr. W. H. Julius-Utrecht, von Herrn Prof. Dr. Guthnick und Dr. K. T. Bottlinger-Neubabelsberg, von Herrn Prof. Dr. Cohn† und Herrn Prof. Dr. Riem gelangte der Verfasser zum Teil zur Kenntnis schwierig zu beschaffender ausländischer Literatur. Allen diesen Herren sei für ihr Entgegenkommen freundlichst gedankt.

2) A. Einstein, Ann. d. Phys. 1084, 1916. Siehe auch A. Einstein, Entwurf einer verallgemeinerten Relativitätstheorie und einer Theorie der Gravitation. Zeitschr. f. Math. u. Phys. 62, 225, 1914.

Rotverschiebung ist durch das Äquivalenzprinzip **Einsteins** [1]) begründet, ein Prinzip [2]), das, wie neuere Veröffentlichungen zeigen [3]), wohl als Hypothese aufgestellt ist, jedoch in jedem Falle des Beweises bedarf; es ist von hervorragender, dem relativitätstheoretischen Gedanken **Einsteins** nahestehender Seite angezweifelt worden [4]). Es sind auch bei der ersten Bekanntgabe der verallgemeinerten Relativitätstheorie durch **Einstein** auf der 85. Naturforscherversammlung zu Wien 1913 sofort Bedenken gegen dieses Theorem aufgetreten. **Die Rotverschiebung der Spektrallinien ist für die Gültigkeit der Einsteinschen Relativitätstheorie entscheidend. Einstein** selbst hat sich — wohl unter dem Eindruck gewisser, in der vorliegenden Arbeit genau zu besprechender Experimentalarbeiten — zu der bemerkenswerten Feststellung genötigt gesehen, daß „**wenn die Rotverschiebung der Spektrallinien durch das Gravitationspotential nicht existierte, die allgemeine Relativitätstheorie unhaltbar sei.**“ An anderer Stelle sagt er [5]): „Da die emittierenden Atome als „Uhr“ im Sinne der Theorie anzusehen sind, so gehört die Rotverschiebung zu den sichersten Ergebnissen“. M. v. **Laue** (s. Vossische Ztg. „Der Einsteineffekt im Spektrum“) hat in einer Polemik mit dem Verfasser dieses Berichtes gelegentlich wohl auch die Gültigkeit der allgemeinen

---

1) A. **Einstein**, Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen. Dieses Jahrb. **4**, 458ff., 1907. Über den Einfluß der Schwerkraft auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes. Ann. d. Phys. **35**, 905, 1911.

2) A. **Einstein**, Phys. Zeitschr. **14**, 1251, 1913: „Ich bin mir des Umstandes wohl bewußt, daß die Postulate 2—4 mehr einem wissenschaftlichen Glaubensbekenntnis als einem gesicherten Fundamente ähnlich sind“.

3) Friedrich **Kottler**, Über **Einsteins** Äquivalenzhypothese und die Gravitation. Ann. d. Phys. **50**, 957—972, 1916; ferner A. **Einstein**, Über Friedrich **Kottlers** Abhandlung über **Einsteins** Äquivalenzhypothese und die Gravitation. Ann. d. Phys. **51**, 639—642, 1916. — M. **Abraham**, Nochmals Relativität und Gravitation. Bemerkungen zu A. **Einsteins** Erwiderung. Ann. d. Phys. **39**, (1) 444—448, 1912, s. S. 446 „Fragwürdige Äquivalenzhypothese“. — M. **Mie**, Phys. Zeitschr. **14**, 1266, 1913; s. a. Ann. d. Phys. **40**, 1, 1913, Elster-Geitel-Festschrift.

4) L. **Silberstein**, General Relativity without the Equivalence Hypothesis. Phil. Mag. **36**, (6) 94—128, 1918. Dies scheint eine wenig beachtete Abhandlung zu sein. Sie wird z. B. weder bei M. v. **Laue**, Die Relativitätstheorie, II. Bd. noch bei W. **Pauli** jun., Relativitätstheorie, erwähnt.

5) Phys. Zeitschr. **21**, 662, 1920.

Relativitätstheorie nach Beurteilung der Frage der Rotverschiebung in Zweifel gestellt. Einsteins[2]) Stellung derzeit geht auch aus einer Äußerung, die kürzlich gefallen ist, hervor, wonach er betont, daß die Gravitationstheorie und somit auch die durch sie geforderte Rotverschiebung der Spektrallinien auch ohne allgemeine Relativitätstheorie abzuleiten sei.

Der vorliegende Bericht setzt sich die Aufgabe, die zahlreichen, in diesem Zusammenhange erschienenen Arbeiten kritisch darzustellen, teilweise zur Kenntnis zu bringen, soweit sie sonst schwer zugänglich sind, um somit dem Leser die Möglichkeit eines eigenen Urteils zu geben.

Der Verfasser steht auf dem Standpunkt, daß es sich hier um Dinge handelt, die neben philosophischer Bedeutung — in dankenswerter Weise haben sich in letzter Zeit Philosophen mit den Grundlagen[2]) der Theorie beschäftigt — in erster Linie physikalische Bedeutung haben und die somit der Nachprüfung durch den Versuch unterliegen. Die Wahrscheinlichkeit, daß der Versuch im Sinne der allgemeinen Relativitätstheorie entscheidet, ist heute sehr gering. Die Stellung des Verfassers[3]) zu den Ergebnissen der Sonnenfinsternis vom 29. März 1919 schließt sich im wesentlichen der Kritik des einen Expeditionsteilnehmers Davidson an, der gemeinsam mit Woodman die von Einstein als „meisterhaft ausgeführten“ englischen Messungen in einem wichtigen Punkt als „verbesserungsbedürftig und -fähig“ bezeichnet, Umstände, die durch neuere Versuche von Roß und Betrachtungen von H. N. Russel weiterhin bestätigt werden.

Historisches.

Entsprechend der Bedeutung, die vor allen Dingen der Theorie von den ihr nahestehenden Kreisen beigemessen wird, haben sich nam-

---

1) A. Einstein, Antwort auf eine Betrachtung von Ernst Reichenbächer: Inwiefern läßt sich die moderne Gravitationstheorie ohne die Relativität begründen? Zeitschr. d. Naturw., Springer, Berlin, Heft 51 vom 17. Dez. 1920, S. 1010—1011, „Die Frage, ob sich die Gravitationstheorie auch ohne Relativitätsprinzip aufstellen und begründen lasse, ist im Prinzip ohne Zweifel mit ‚Ja‘ zu beantworten“.

2) Hugo Dingler, Oscar Kraus, F. Lipsius, Cassirer, Wundt, Kirschmann u. a.

3) L. C. Glaser, Über Versuche zur Bestätigung der Relativitätstheorie in der Beobachtung. Glasers Annalen 87, 29—33, 1920, Nr. 1036 vom 15. August.

hafte Gelehrte und mit hervorragenden Hilfsmitteln ausgestattete Institute der Aufgabe der Nachprüfung unterzogen. Die ersten Untersuchungen in dieser Hinsicht, die Einstein selbst zu verwerten suchte, waren die Untersuchungen von Jewell, des langjährigen Assistenten und Mitarbeiters von H. A. Rowland und die nach der Einführung des Interferometers mit planparallelen oder keilförmigen Luftplatten durch Fabry und Buisson angestellten Beobachtungen der Linienverschiebungen an verschiedenen Teilen der Sonnenscheibe.

Da die Lösung der Frage große Hilfsmittel erfordert, die meistens über den Bereich eines physikalischen Laboratoriums hinausgehen[1]), sind es insonderheit die Sternwarten gewesen, die sich der Prüfung der Aufgabe zuwandten. Die Rotverschiebung der Spektrallinien betrifft die Gravitationsfelder, die je nach der Größe der Himmelskörper verschieden sind und die sich in ihrer Zugänglichkeit zuerst auf den uns am besten bekannten Himmelskörper, die Sonne, beschränkten. Was über die Rotverschiebung der Spektrallinien im Gravitationsfelde anderer Himmelskörper bisher geschrieben und gemessen worden ist, ist in dem früheren Bericht von Bottlinger[2]) ausführlich erwähnt. Man ist bisher zu so unbefriedigenden Ergebnissen[3]) gekommen, daß der vorliegende Bericht auf eine weitere Berücksichtigung dieser Frage verzichten kann, zumal H. v. Seeliger[4]) die bisherigen Betrachtungen als unzulänglich gekennzeichnet hat. Sie mögen daher hier kurz übergangen werden. Es mag jedoch darauf hingewiesen werden, daß sich Einstein[5]) selbst der Dürftigkeit dieses Materials vielleicht nicht bewußt ist, denn er führt die von H. v. Seeliger äußerst kritisch behandelten Arbeiten als Anzeichen für eine entscheidende Deutung der Frage auf, unterläßt dabei aber die Gegengründe namhaft zu machen, die uns eine dermaßen unzureichende und unbefriedigende Erklärung nicht als gültig erscheinen lassen. Wenn Einstein weiterhin aus dem Studium der Linienverschiebungen die Masse der Himmelskörper hofft

1) Vgl. hierzu die später folgenden Ausführungen über die Arbeiten von Grebe und Bachem.

2) K. F. Bottlinger, Dieses Jahrb. 17, 146—161, 1920.

3) Freundlich, Über die Gravitationswirkung der Spektrallinien bei Fixsternen, Phys. Zeitschr. 20, 561, 1919.

4) H. v. Seeliger, Astr. Nachr. 202, 83—86, 1916, Febr.-Nr. 4829.

5) A. Einstein, Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie, 10. Aufl. 1921, Braunschweig, Vieweg, S. 90—91 und an anderen Orten.

ableiten zu können, so darf man diese Frage vorläufig weit hinausschieben, da nach unseren bisherigen Kenntnissen die Linienverschiebung als aus dem Schwerefelde herrührend für entfernte Gestirne nicht entschieden werden kann [1].

Das Äquivalenzprinzip ist von Einstein bereits im Jahre 1907 ausgesprochen worden. Es bildet den Ausgangspunkt für seine Betrachtungen über die Rotverschiebung der Spektrallinien, besonders auf der Sonne. 1911 drückte sich Einstein über den Nachweis folgendermaßen aus: „Wenn die Bedingungen, unter welchen die Sonnenlinien entstehen, genau bekannt wären, wäre diese Verschiebung der Messung zugänglich, da aber anderweitige Einflüsse (Druck, Temperatur) die Lage des Schwerpunktes der Spektrallinien beeinflussen, ist es schwer zu konstatieren, ob der hier abgeleitete Einfluß des Gravitationspotentials wirklich existiert". In einer Anmerkung führt er dann an: „L. F. Jewell (Journ. de phys. 6, 84, 1897) und insbesondere Ch. Fabry und H. Buisson (Compt. rend. 148, 688—690, 1909) haben derartige Verschiebungen feiner Spektrallinien nach dem roten Ende des Spektrums von der hier berechneten Größenordnung tatsächlich konstatiert, aber einer Wirkung des Druckes in der absorbierenden Schicht zugeschrieben." Der verstorbene Astronom Schwarzschild, damals Direktor des Astrophysikalischen Observatoriums, war der erste, der 1913 bewußt an die Prüfung der Rotverschiebung der Spektrallinien im Gravitationsfelde der Sonne heranging. Da der Verfasser [2]) dieses Berichtes Schwarzschild bei der Ausführung dieser ersten Messungen behilflich war, kennt er die Schwierigkeiten der Ausführung dieser Messungen, und es ist daher möglich, die Beurteilung dieser Frage mit der Sachlichkeit durchzuführen, die für die Behandlung dieses Gegenstandes namentlich zurzeit von Wichtigkeit ist, da alle diese Frage betreffenden Erscheinungen und Mitteilungen, soweit sie zugänglich waren, gesammelt wurden. Die eigene Stellung des Berichterstatters zu der Frage ist bereits bei Gelegenheit eines Vortrages von Freundlich „Über die Entwicklung des physikalischen Weltbildes bis zur allgemeinen Relativitätstheorie" veröffentlicht und hat zu einer endgültigen Stellungnahme in einer Zuschrift an Freundlich geführt, die dieser

1) Siehe auch hierzu H. Ludendorff, Astr. Nachr. 5046, 117—118; Hnatek, Astr. Nachr.; O Kohl, Die Rotverschiebung der Sterne des Taurussternes, Phys. Zeitschr. 22, 665—673, 1921; E. Dittrich, Die Rotverschiebung der Riesensterne, Astr. Nachr. 5158, 215, 435—440, 1922.

2) Vierteljahrsschrift d. Astr. Ges. 49. Jahrg., 189 u. 190, 1914.

jedoch nicht mehr beantwortet hat. Einstein[1]) selbst hat seine Stellung zu der Frage gelegentlich auch bekannt gegeben, er sagt: „Ob dieser Effekt tatsächlich existiert, ist eine offene Frage, an deren Beantwortung gegenwärtig von den Astronomen mit großem Eifer gearbeitet wird. Bei der Sonne ist die Existenz des Effektes wegen seiner Kleinheit schwer zu beurteilen[2]). Während Grebe und Bachem-Bonn auf Grund ihrer eigenen Messungen sowie derjenigen von Evershed und Schwarzschild an der Cyanbande die Existenz des Effektes für sichergestellt erachten, sind andere Forscher, insbesondere St. John, auf Grund ihrer Messungen der entgegengesetzten Ansicht".

Wieweit es sich bei diesen Bemerkungen wirklich um eine sachliche Wiedergabe der Arbeiten von Evershed und Schwarzschild handelt, wird dieser Bericht zu erkennen ermöglichen. Die Angaben Einsteins erwecken den Anschein, daß Evershed und Schwarzschild den Effekt gefunden hätten, während tatsächlich das Gegenteil der Fall ist. Andererseits hat Einstein seine Stellung zu der Frage der Rotverschiebung der Spektrallinien folgendermaßen bekannt gegeben. Er sagt: „Herr Gehrcke hat bezüglich der Frage der Rotverschiebung der Spektrallinien verschwiegen, daß die bisherigen Bestimmungen noch einander widersprechen[3]), und daß eine endgültige Entscheidung dieser Angelegenheit noch aussteht. Er hat nur die Zeugen gegen das Bestehen der von der Relativitätstheorie vorhergesagten Linienverschiebung angeführt, hat aber verschwiegen, daß durch die neuesten Untersuchungen von Grebe und Bachem und von Perot jene früheren Ergebnisse ihre Beweiskraft eingebüßt haben." Hierzu sei kurz bemerkt, daß erstens zu der Zeit der von Gehrcke gemachten Ausführungen diesem der Bericht von Perot bei der damaligen wissenschaftlichen Absperrung Deutschlands nicht in Händen sein konnte, und daß die Messungswerte von Grebe und Bachem (nach Abzug fehlerhafter Verbesserungen, soweit die angewandten Hilfsmittel das rechtfertigen lassen) mit den weit besseren Hilfsmitteln der anderen Beobachter, soweit das negative Ergebnis der Messungen in Frage kommt, übereinstimmen; zu ihren Angaben wird später Stellung genommen.

1) Einstein, 10. Aufl., Sammlung Vieweg, Braunschweig, 1920, S. 90.

2) Einen ähnlichen Standpunkt nehmen u. a. Weyl und Oppenheim ein.

3) Ob die Messungen einander widersprachen, mag der Bericht dem vorurteilslosen Leser zur Entscheidung überlassen.

Eine „Rotverschiebung" der Fraunhoferschen Linien ist nicht etwa erst von Einstein „entdeckt" worden, sondern sie ist eine Tatsache, die seit der Vervollkommnung der Gitter durch Rowland allen Astrophysikern aufgefallen ist. Entdeckt wurde sie 1896 von Jewell[1]), und von Halm[2]), Adams, Adams und Hale[3]), Fabry und Buisson[4]), Deslandres, Perot, Evershed, St. John und Schwarzschild näher untersucht. Während man früher vielfach diese Rotverschiebung auf eine Wirkung von Druck in der umkehrenden Schicht zurückzuführen suchte, kommt Evershed das Verdienst zu, darauf hingewiesen zu haben, daß Druck nicht in erheblichem Maße für diese Rotverschiebung als Erklärung heranzuziehen sei. Halm hatte als erster gefunden, daß die Wellenlängen der Fraunhoferschen Linien systematisch von der Sonnenmitte nach dem Sonnenrande nach Rot verschoben sind, eine Tatsache, die auch bis heute noch keine befriedigende Erklärung gefunden hat. Evershed und Schwarzschild bemerkten einen auffälligen Gang in der Rotverschiebung mit der Intensität der Linien.

Da die Linienverschiebungen nach Rot im allgemeinen sehr klein sind, hat man ihnen erst die volle Beachtung geschenkt, seit man gewisse systematische Unstimmigkeiten des Rowlandschen Systems der Wellenlängenmessung des auf Grund der Koinzidenzmethode auf absolute Messung der D-Linien aufgebaut war, aufgefunden hatte und Unregelmäßigkeiten der gleichen Größenordnung in den zur Verbesserung der Rowlandschen, von Kayser aufgestellten Bezugslinien des Eisenbogenspektrums nachgewiesen hatte. Besonders die Messungen der roten Kadmiumlinie mittels des Interferometers von Michelson und Fabry, Perot und Buisson, sowie die von den französischen Gelehrten im Anschluß an die rote Kadmiumlinie gemessenen Wellenlängen vom Eisenbogenspektrum führten zur Aufstellung des internationalen Systems der Eisenbezugslinien zweiter und dritter Ordnung[5]). Goos fand bei genauen Wellenlängenmessungen für Bezugslinien dritter Ordnung geringe Abweichungen in der Wellenlänge für verschiedene Teile des Lichtbogens, besonders fand er eine deutlich ausgesprochene Verschiebung in der Nähe der Pole auf („Pol-Effekt"). Auch wies er

1) Jewell, Astrophys. Journ. 3, 94, 1896.
2) Halm, Astron. Nachr. 173, 4146 u. 4147, 1907.
3) Adams u. Hale, Astrophys. Journ. 25, 300, 1907; 30, 222, 1909.
4) Fabry u. Buisson, C. R. 148, 688, 828, 1240, 1741, 1909.
5) L. C. Glaser, Zeitschr. f. wiss. Phot. 11, 375, 1912. Eisen als Bezugsspektrum für Wellenlängenmessungen.

nach, daß bei Hohl-Gittern für genaue Untersuchungen nicht geradlinig interpoliert werden durfte.

Genaue Untersuchungen in Deutschland, namentlich von L. Janicki in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt sowie von den amerikanischen Astrophysikern auf der Sonnenwarte des Mount Wilson bestätigten diese mit verhältnismäßig bescheidenen Mitteln bei sehr sorgfältiger Arbeit von F. Goos erhaltenen Ergebnisse. Erst 1913 wurde von J. Stark in der Aufspaltung der Spektrallinien im elektrischen Felde eine Erklärung auch für diesen „Pol“-Effekt aufgefunden. Da der Poleffekt eng mit der Druckempfindlichkeit der Spektrallinien zusammenhängt, kann nach dem Vorgange von J. Stark der Druckeffekt auf die Wirkung intramolekularer oder interatomarer elektrischer Felder zurückgeführt werden.

Diese grundlegenden physikalischen Erscheinungen mußten hier besprochen werden, da sie sich bei einer sachgemäßen Behandlung der Rotverschiebung der Fraunhoferschen Linien nicht umgehen lassen.

Eine Erscheinung, die ebenfalls eine systematische Rotverschiebung bewirkt, ist die anormale Dispersion, die in ihrer vollen astrophysikalischen Bedeutung zuerst von W. H. Julius erkannt ist und in zahlreichen Arbeiten behandelt wurde, die nicht immer die genügende Würdigung gefunden haben.

Der erste, der nach Klärung der Störungseffekte an die genaue Messung der Verschiebung von Fraunhoferschen Linien heranging, war Evershed[1]), der auf dem hochgelegenen Observatorium zu Kodaikanal in Indien Eisenlinien einer genauen Prüfung unterzog, während K. Schwarzschild in Potsdam schon 1913 eine gleiche Untersuchung begonnen hatte. In seinem Bericht über die Arbeiten des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam für das Jahr 1913 sagt er über die Ergebnisse der Untersuchungen folgendes[2]):

„Herr Einstein hat aus seiner Gravitationstheorie die Folgerung gezogen, daß die Wellenlängen der Linien im Sonnenspektrum entsprechend einer Geschwindigkeit im Visionsradius von 0,6 km/sec nach Rot verschoben sein müßten. Zur Prüfung der Frage begann der Unterzeichnete eine Vergleichung der Wellenlängen der Cyanbande bei 3883 Å.-E. in der Sonne mit irdischem Cyan, da bei diesem Bandenspektrum einfache Verhältnisse zu erwarten sind, die vielleicht eine

1) J. Evershed, A new interpretation of the general Displacement of the lines of the solar spectrum towards the red Kodaikanal Observatory. Bulletin No. 36 vom 10. Dez. 1913.

2) K. Schwarzschild, Vierteljahrsschr. d. Astr. Ges. 49, 190, 1914.

eindeutige Entscheidung über Existenz oder Nichtexistenz des Einsteinschen Effektes gestatten. Es wurde mit einem 6 cm breiten Ausschnitt aus dem Rowland-Gitter gearbeitet, der in der fünften Ordnung verhältnismäßig gute und helle Spektra gab."

Im Jahresbericht für 1914 äußerte sich Schwarzschild[1]) über die Fortsetzung der Untersuchung folgendermaßen: „Die Messungen von Wellenlängen in der Bande λ 3883 der Sonne wurden mit dem neuen Anderson-Gitter (4. Ordnung) fortgesetzt. Über die Resultate ist an derselben Stelle berichtet[2]). Die Resultate sprechen gegen die Existenz der aus Herrn Einsteins Theorie folgenden Rotverschiebung, doch sollen die Messungen noch weiter ausgedehnt werden[3])".

E. Freundlich hat dann in einer Abhandlung „Über die Verschiebung der Sonnenlinien nach dem roten Ende auf Grund der Hypothesen von Einstein und Nordström" die obig erwähnten Messungen J. Eversheds diskutiert. Zu beachten ist an dieser Arbeit, daß noch ständig von den Hypothesen von Einstein und Nordström die Rede ist. Am Schluß der Arbeit heißt es: „Das vorhandene Material scheint in der Tat die theoretischen Vermutungen zu stützen."

J. Evershed[4]) faßt in einer weiteren, gemeinsam mit T. Royds ausgeführten Arbeit seine Messungen am Sonnenrande zusammen. J. Evershed und seine Mitarbeiter auf dem Kodaikanal-Observatorium in Indien setzen die Untersuchungen der Linienverschiebung an Sonnenlinien und irdischen Linien fort. A. A. Narayana Ayyar[5]) untersucht die Verschiebung von Linien, die druckempfindlich sind, auf ihr Verhalten am Sonnenrande. Den Einfluß der anormalen Dispersion auf der Sonne untersucht T. Royds[6]). J. Evershed und T. Royds[7]) unter-

1) K. Schwarzschild, Vierteljahrsschr. d. Astr. Ges. **50**, 114, 1915.

2) Sitzungsber. d. Berl. Akad. v. 17. Dez. 1914, S. 1201.

3) E. Freundlich, Phys. Zeitschr. **15**, 369—371, 1914.

4) J. Evershed and T. Royds, On the Displacement of the Spectrum Lines at the Sun's Limb. Kodaikanal Obervatory Bulletin No. 39, vom 1. Juni 1914.

5) A. A. Narayana Ayyar, On the displacement at the sun's limb of lines sensitive to pressure and density. Kodaikanal Obervatory Bulletin No. 44, 113, vom 29. Okt. 1914.

6) T. Royds, Anomalous Dispersion in the Sun. Kodaikanal Observatory Bulletin No. 48, vom 29. Okt 1915.

7) J. Evershed and T. Royds, On the change of wave length of the soon lines in passing from the centre of the sun's disct to the limb. Kodaikanal Observatory Bulletin No. 49, 155—156, vom 4. März 1916.

suchen die Änderung der Wellenlänge für die Eisenlinien von der Mitte der Sonnenscheibe zum Sonnenrande. T. Royds[1]) untersucht dann die Ursache des sogenannten Poleffektes im elektrischen Lichtbogen. T. Royds[2]) untersucht an Nickel- und Titanlinien die Verschiebungen gegen die entsprechenden Sonnenlinien. J. Evershed[3]) berichtet in einer weiteren Arbeit über die Verschiebung der Cyanbanden im Sonnenspektrum.

J. Evershed[4]) gibt eine Zusammenstellung seiner weiteren Untersuchungen an der Cyanbande. J. Evershed faßte seine gesamten Untersuchungen über Verschiebungen von Sonnenlinien in einem zusammenfassenden Vortrag vor der Brit. Association (24.—28. August 1920) in Cardiff zusammen. J. Evershed untersuchte ferner zur Klärung der Frage der Rotverschiebung das von der Rückseite der Sonne reflektierte Licht der Venus. Da diese und die obig erwähnten Arbeiten in Deutschland fast unbekannt geblieben sind, sollen sie in diesem Bericht ausführlich besprochen werden.

In Amerika hat die Untersuchung der Frage der Rotverschiebung das besondere Interesse der Astronomen der Mount Wilson Sternwarte gefunden. G. E. Hale[5]) hat sich verschiedentlich dazu geäußert. St. John[6]) hat eine ausführliche Untersuchung gemacht und ist bemerkenswerterweise, ohne den Inhalt der Schwarzschildschen Arbeit zu kennen, zu den gleichen Ergebnissen wie dieser gelangt.

Über die Frage der Rotverschiebung fand im Jahre 1920 eine

1) T. Royds, The cause of the so-called pole effect in the electric arc. Kodaikanal Observatory Bulletin No. 54, 195, vom 2. Dez. 1916.

2) T. Royds, The Displacements of Nickel and Titanium Lines in the Sun and Arc. Kodaikanal Observatory Bulletin No. 53, 191, vom 2. Dez. 1916.

3) J. Evershed, The Displacement of the Cyanogen Bands in the Solar spectrum. The Observatory **41**, No. 531, 371—375, Okt. 1918.

4) J. Evershed, On the Displacement of the Triplet Bands near λ 3883 on the Solar Spectrum. Kodaikanal Bulletin No. 64, 297—304, vom Mai 1920.

5) G. E. Hale, Annual Report of the Director of the Mount Wilson Solar Observatory Carnegie Institution Yearbook No. 16 for the year 1917 S. 201.

6) St. John, A Search for an Einstein Relativity-Gravitational Effect in the Sun. Proc. Nat. Acad. of Sciences **3**, 450—452, Juli 1917. Astrophysical Journ. **46**, 249, 1917. Contr. Mt. Wilson Obs. Nr. 136.

Diskussion zwischen J. Evershed[1]) und St. John[2]) statt. Ein Brief von Einstein[3]) veranlaßte St. John[4]) zu einer Stellungnahme. Kürzlich hat sich St. John[5]) zur gleichen Frage geäußert.

Auch in Kanada wurde über die Rotverschiebung gearbeit. Näheres ist mir darüber nicht bekannt geworden.

G. E. Hale[6]) berichtet über weitgehende Pläne der amerikanischen Mount Wilson Sternwarte.

In Holland hat sich W. H. Julius[7]) mit seinen Mitarbeitern mit der Frage beschäftigt.

In Deutschland hat sich E. Freundlich[8]) theoretisch mit der Rotverschiebung beschäftigt.

In Deutschland haben sich nach der Schwarzschildschen Arbeit Grebe und Bachem[9,10]) in mehreren Arbeiten mit der Rotverschie-

---

1) I. Evershed, The Observatory **43**, 1920, April No .551. „Displacement of the lines in the Solar spectrum and Einstein's prediction."

2) St. John, The observatory **43**, April No. 551; 158—162, 1920. „Displacement of the lines in the Solar spectrum and Einstein's prediction."

3) A. Einstein, Nature v. 29. Jan. 1920.

4) St. John, The Observatory **43**, 260—262, 1920. „The Displacement of the solar spectral lines."

5) St. John, Phys. Zeitschr. **23**, 197, 1922. Bemerkungen zur Rotverschiebung.

6) G. E. Hale, Annual Report of the director of the Mount Wilson Observatory, Carnegie Institution. Year Book **19**, 218—219; **20**, 223—224; **21**, 205—206.

7) W. H. Julius u. P. H. v. Cittert, „The General Relativity Theory and the Solar Spectrum". Kreinkl. Akad. van Wet. Amsterdam Proc. **23**, 522—532, 1920.

8) E. Freundlich, Phys. Zeitschr. **15**, 369—371, 1914; s. a. L. C. Glaser, „Bemerkungen zu dem im Verein zur Beförderung des Gewerbefleißes am 1. März 1920 von Herrn Dr. Freundlich gehaltenen Vortrage „Die Entwicklung des physikalischen Weltbildes bis zur allgemeinen Relativitätstheorie". Sitzungsber. des Vereins zur Beförderung des Gewerbefleißes. Jhrg. 1920, Heft 6.

9, 10) Grebe u. Bachem, Verh. der Deutschen physikalischen Gesellschaft **21**, 454—464, 1919. Über den Einsteineffekt im Gravitationsfeld der Sonne. — Zeitschr. f. Physik I, 1920, 51—54. Über die Einsteinverschiebung im Gravitationsfeld der Sonne. Zeitschr. f. Physik II, 1920, 415—422. Die Einsteinsche Gravitationsverschiebung im Sonnenspektrum der Stickstoffbande $\lambda = 3883$ Å.-E. — Grebe, Phys. Zeitschr. **21**, 662—666, 1920. Über die Gravitationsverschiebung der Fraunhoferschen Linien.

bung der Spektrallinien beschäftigt. Der Verfasser[1]) dieses Berichtes hat diese Messungen beanstandet.

In Frankreich haben sich mit der Frage der Rotverschiebung A. Perot[2]), Fabry und Buisson[3]) und P. Salet[4]) beschäftigt.

Zum Beschluß des historischen Teils sei nur noch erwähnt, daß sich eine Reihe von theoretischen Arbeiten der Frage der Rotverschiebung zugewendet hat. Es seien hier die Namen M. v. Laue, R. Guillaume, G. Nordström, Wilson, E. Wiechert, und Bucherer genannt.

II. Grundsätzliches.

Die Rotverschiebung der Spektrallinien im Gravitationsfelde der Sonne ist ein Effekt, der wie kein zweiter geeignet ist, als Prüfungsstein für die allgemeine Relativitätstheorie zu dienen. Die Gravitationsverschiebung der Spektrallinien ist nach Einstein[5]) eine unmittelbare Folge seiner Äquivalenzhypothese und setzt die übrigen Ansätze der Theorie, z. B. die Differentialgleichungen des Gravitationsfeldes, nicht voraus.

A. Einstein[6]) wurde zu dieser Äquivalenzhypothese durch die Annahme geführt, daß die Proportionalität zwischen der trägen und der schweren Masse der Körper ein exakt gültiges Naturgesetz sei und deshalb in dem Fundament der theoretischen Physik einen Ausdruck finden müsse, nachdem er bereits in früheren Arbeiten die schwere auf die träge Masse zurückzuführen suchte. Soweit ist also ein unendlich wenig ausgedehntes, homogenes Schwerefeld durch einen Beschleunigungszustand des Bezugssystems physikalisch vollkommen ersetzbar.

---

1) L. C. Glaser, Phys. Zeitschr. **23**, 100—102, 1922. Über die Gravitationsverschiebung der Fraunhoferschen Linien. Bemerkungen zu einer gleichnamigen Arbeit von L. Grebe, Bonn.

2) A. Perot, C. R. **120**, 988-990, 1920. Sur la variation avec la pression de la longueur d'onde des raies des bandes du cyanogène. C. R. **171**, 229—232, 1920. Comparaisons des longueurs d'onde d'une de bande du cyanogène dans la lumière du soleil ou dans celle d'une source terrestre. C. R. **172**, 578—581, 1921. Mesure de la pression de l'atmosphère solaire dans la couche du magnesium et vérification du principe de relativité.

3) H. Buisson et Ch. Fabry, C. R. **172**, 1020—1022, 1921. Sur le déplacement des raies solaires sous l'action du champ de gravitation.

4) P. Salet, C. R. **174**, 151, 1922.

5) Siehe A. Einstein, Ann. d. Phys. **35**, 905, 1911.

6) A. Einstein, Entwurf einer verallgemeinerten Relativitätstheorie und einer Theorie der Gravitation. Zeitschr. f. Math. u. Phys. **62**, 225, 1914.

Schon 1907 hat A. Einstein[1]) diese Beziehung aufgedeckt. Der Gang seiner Betrachtung war folgender:

„Befindet sich in einem Punkte P vom Gravitationspotential Φ eine Uhr, welche die Ortszeit angibt, so sind ihre Angaben $\left(1+\frac{\Phi}{c^2}\right)$ mal größer als die Zeit τ, d. h. sie läuft $\left(1+\frac{\Phi}{c^2}\right)$ mal schneller als eine gleich beschaffene im Koordinatenanfangspunkt befindliche Uhr. Ein irgendwo im Raume befindlicher Beobachter nehme die Angaben dieser beiden Uhren irgendwie, z. B. auf optischem Wege, wahr. Da die Zeit $\triangle\tau$, welche zwischen dem Zeitpunkt einer Angabe einer der Uhren und der Wahrnehmung dieser Angabe durch den Beobachter verstreicht, von τ unabhängig ist, so läuft die Uhr in P für einen irgendwo im Raume befindlichen Beobachter $\left(1+\frac{\Phi}{c^2}\right)$ mal schneller, als die Uhr im Koordinatenanfangspunkt. In diesem Sinne können wir sagen, daß der in der Uhr sich abspielende Vorgang — und allgemeiner jeder physikalische Prozeß — desto schneller abläuft, je größer das Gravitationspotential des Ortes ist, an dem er sich befindet, abspielt.

Es gibt nun „Uhren", welche an Orten verschiedenen Gravitationspotentials vorhanden sind, und deren Geschwindigkeit sehr genau kontrolliert werden kann; es sind dies die Erzeuger der Spektrallinien. Aus dem Obigen schließt man[2]), daß von der Sonnenoberfläche kommendes Licht, welches von einem solchen Erzeuger herrührt, eine um etwa zwei Milliontel größere Wellenlänge besitzt, als das von gleichen Stoffen erzeugte Licht."

Die Prüfung besteht in dem Vergleich des Spektrums der Sonne mit einer irdischen Lichtquelle. Der Betrag der Verschiebung beträgt für mittlere Wellenlänge rund $^1/_{100}$ Å.-E. nach der langwelligen Seite des Spektrums (1 Å.-E. = 1 Zehnmilliontel Millimeter) und läßt sich mit heutigen experimentellen Hilfsmitteln jederzeit unabhängig von Sonnenfinsternissen ohne Schwierigkeiten nachprüfen. Für die Prüfung sind große Spektralapparate, insonderheit Spektrographen mit Beugungsgittern von großen Abmessungen und hohem Auflösungsvermögen notwendig.

1) A. Einstein, Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen. Dieses Jahrb. 4, 458, 1907.

2) Indem man voraussetzt, daß Gleichung (30a) $\sigma=\tau\left(1+\frac{\Phi}{c^2}\right)$ auch für ein nichthomogenes Gravitationsfeld gelte, nach Einstein, l. c. S. 459.

Die genaue Formel für die Rotverschiebung lautet

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{V^2},$$

wo V die Lichtgeschwindigkeit, v die Geschwindigkeit eines Körpers, der aus dem Unendlichen in die Sonne fällt, λ die Wellenlänge des Lichtes und $\Delta \lambda$ die Verschiebung der Wellenlänge λ nach Rot bedeuten.

Da $v = 617$ km/sec ist, folgt

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 2.12 \times 10^{-6}.$$

Dies ergibt, daß die Verschiebung mit der Wellenlänge des Lichtes zunimmt.

Zahlentafel I.

λ	$\Delta \lambda$	Diff.
8000	0,01696	212
7000	0,01484	212
6000	0,01272	212
5000	0,01060	212
4000	0,00848	212
3000	0,00636	212

Die Rotverschiebung der Spektrallinien für die Sonne muß mit steigender Wellenlänge, d. h. wenn man vom Ultraviolett zum Blau über Grün zum Gelb und Rot geht, zunehmen **und für alle Elemente des Sonnenspektrums gleich sein.** Ich bezeichne dies als **Gang der Rotverschiebung mit der Wellenlänge.** Es ist besonders wichtig, auf diese Folgerung aus der Theorie, nämlich den Gang nach Rot der allgemeinen Rotverschiebung hinzuweisen, da dieser weder bei Einstein noch bei den unzähligen volkstümlich gehaltenen Darstellungen zum Ausdruck kommt.

Faßt man die Rotverschiebung als Dopplereffekt auf, so ist die Verschiebung der Größenordnung nach gleich einer Fortbewegung der Lichtquelle um 0,635 km/sec.

Besonders geeignete Elemente sind vor allem solche, deren Spektren möglichst linienreich, deren Linien möglichst gleichmäßig über das gesamte Spektralgebiet verteilt sind und eine geringe Eigenbreite besitzen. Eine große Anzahl von Einflüssen wirken nun auf die Spektrallinien. Diese Einflüsse, die im nachstehenden zu besprechen sind und die für Laboratoriums- und Sonnenbeobachtungen verschieden

sind, sollen entweder bekannt oder überhaupt so klein sein, daß ihr Einfluß zu vernachlässigen ist.

Fehlerquellen bei der Bestimmung der Rotverschiebung der Spektrallinien.

I. Die Beständigkeit der Wellenlänge von Spektrallinien im Laboratorium und Himmelskörpern hängt ab

a) von der Art der Erregung,

b) von den Nebeneinflüssen, die bei der Erregung mitwirken.

Zu a) unterscheidet J. Stark

1. die thermokinetische,
2. die molstößliche

und 3. die molelektrische Verbreiterung einer Spektrallinie.

Die Eigenbreite der Spektrallinie ändert sich, wenn die Erregung in der Flamme, im Lichtbogen, Funken oder elektrischen Ofen, bzw. in einem Vakuumrohr stattfindet.

Zu b) können äußere Einflüsse auf die Lage der Spektrallinien verschiebend wirken. Hier ist zu nennen

1. der Einfluß des Druckes,
2. der Einfluß eines äußeren elektrischen Feldes,
3. der Einfluß eines äußeren magnetischen Feldes.

Wichtig und in Betracht zu ziehen ist ferner die Struktur der Spektrallinien im unbeeinflußten, d. h. feldfreien Zustand. Bei mangelhafter Auflösung täuscht diese eine Veränderung in der Eigenbreite des Liniengebildes bzw. eine Verschiebung des Intensitätsmaximums vor.

II. Die Beständigkeit der Wellenlänge von Spektrallinien auf Himmelskörper, vornehmlich der Sonne, hängt außer von der Art der Erregung und der auf die Erregung wirkenden Einflüsse von einer größeren Zahl von anderen Umständen ab. Da es sich bei der Rotverschiebung der Spektrallinien nach der Einsteinschen Theorie um ganz kleine Beträge handelt, müssen sorgfältig alle fälschenden Nebenwirkungen ausgeschaltet werden.

Hierzu gehören die Einflüsse

1. eines Dopplereffektes durch
   a) die Sonnendrehung,
   b) die Bewegung der Sonnenflecke in der Gesichtslinie,
   c) örtliche Strömungen (W. G. Duffield, Emden und K. F. Bottlinger),
2. der Diffusion des Lichtes in der Sonnenatmosphäre und das kontinuierliche Spektrum der Sonne,

3. etwaige Absorptionsvorgänge im Weltenraum,
4. des Stark-Effekts infolge des allgemeinen elektrischen Feldes der Sonne und örtlicher elektrischer Felder der Sonne,
5. der anomalen Dispersion,
6. des Zeeman-Effekts infolge des allgemeinen magnetischen Feldes der Sonne und örtlicher magnetischer Felder der Sonne,
7. der Sonnenflecke und ihren verschiedenen Erregungsbedingungen der Spektrallinien,
8. einer von de Lury beobachteten Erscheinung,
9. der Erdbewegung.

III. Während alle bisher angeführten Einflüsse in physikalischen oder anderen äußeren Gründen ihre Erklärung fanden, kommen nun noch eine Reihe von Fehlerquellen hinzu, die durch die mehr oder weniger in die Erscheinung tretenden Wirkungen der bei der Beobachtung verwendeten Apparate gegeben sind. Man kann diese in solche scheiden, die auf die zur Beobachtung dienenden Spektralapparate und die zur Erzeugung des Sonnenbildes benutzten Hilfsmittel zurückzuführen sind.

Für einen Vergleich der Fraunhoferschen Linien mit irdischen Lichtquellen ist bisher nur der elektrische Lichtbogen herangezogen worden. Wegen der Schärfe und geringen Eigenbreite der Linien dürfte der elektrische Ofen nach dem Vorgang von A. S. King[1]) in Zukunft in erster Linie zur Klärung einer ganzen Reihe Fragen der irdischen und kosmischen Lichterregung heranzuziehen sein. Versuche dieser Art habe auch ich seit kurzem begonnen. Für die Vorgänge im elektrischen Lichtbogen dürften vor allem die Arbeiten von J. Stark und seinen Schülern beachtet werden. J. Stark[2]) hat in einer ausführlichen Arbeit die Verhältnisse der Linienverbreiterung von neuen Gesichtspunkten diskutiert. Die thermokinetische Verbreiterung von Spektrallinien wird vor allem bei niedrigem Druck auftreten und ist bisher nicht mit Sicherheit, d. h. frei von äußeren Störungen nachgewiesen worden. Die molstößliche Verbreiterung tritt vor allem bei höheren Drucken in die Erscheinung. Die molstößliche Verbreiterung wie die molelektrische Verbreiterung wird von J. Stark auf das Vorhandensein von intramolekularen elektrischen Feldern zurückgeführt. Beide Arten der Verbreiterung sind von der Ionendichte abhängig.

1) A. S. King, Astrophys. Journ. 41, 373, 1915 und viele andere Arbeiten.

2) J. Stark, Bericht über die Verbreiterung von Spektrallinien. Dieses Jahrb. 12, 349, 1915.

Zu b) 1. und 2. ist zu bemerken, daß der von J. Stark[1]) aufgefundene Effekt des elektrischen Feldes mit der Wirkung des Druckes in engem Zusammenhang steht. Untersuchungen von J. Stark[2]) und seinen Mitarbeitern[3]) wiesen darauf hin. Die Verbreiterungswirkung infolge des elektrischen Feldes oder durch Druck ist somit im Violett stärker als im Rot, ein Gang der durch die vielfachen Untersuchungen von J. Stark und seinen Mitarbeitern nachgewiesen wurde. Daß Richtungseinflüsse der elektrischen Feldwirkung zu erkennen wären, ist unwahrscheinlich wegen der Störung durch innere elektrische Felder von etwa gleicher Größenordnung.

Der Einfluß des Druckes auf Spektrallinien wurde von Humphreys und Mohler[4]) 1896 zuerst beobachtet, von Mohler[5]), Arnes und Humphreys[6]), Huff[7]), Hutton und Petavel[8]), Hale und Kent[9]), Anderson[10]), Duffield[11]), Dufour[12]), Bilham[13]), St. John und Babcock[14]) und King[15]) experimentell untersucht und von Schuster[16]), Fitzgerald[17]), Wilsing[18]), Godfrey[19]), Hum-

1) J. Stark, Berl. Berichte 47, 932, 1913; Ann. Phys. 48, 965, 1914; Elektrische Spektralanalyse 1914. Leipzig, S. Hirzel.

2) J. Stark u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. 41, 1045, 1914.

3) M. Ritter, Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes, die Druckverschiebung und die Verbreiterung von Serienlinien. Ann. d. Phys. 59, 170—184, 1919.

4) Humphreys u. Mohler, Astrophys. Journ. 3, 144, 1896.

5) Mohler, Astrophys. Journ. 4, 175, 1896.

6) Arnes u. Humphreys, Johns Hopkins Univ. Circ. 16, 41, 1897; Phil. Mag. (5) 44, 119, 1897.

7) Huff, Astrophys. Journ. 14, 41, 1901.

8) Hutton u. Petavel, Phil. Mag. (6) 6, 569, 1903.

9) Hale u. Kent, Astrophys. Journ. 17, 159, 1903; Publ. Yorkes Obs. 3, II, 1907.

10) Anderson, Astrophys. Journ. 24, 221, 1906.

11) Duffield, Report Brit. Ass. York 1906, 481; Proc. Roy. Soc. London A. 79, 597, 1907; Phil. Trans. Roy. Soc. London A. 208, 111, 1908.

12) Dufour, C. R. 145, 173 u. 757, 1907; Le Radium 5, 86, 1908.

13) Bilham, Phil. Trans. Roy. Soc. London A. 214, 368, 1914. Phil. Mag. 31, 163—170. 1916. Astrophys. Journ. 42, 461—472. 1915.

14) St. John u. Babcock, Astrophys. Journ. 42, 231, 1915; Mt. Wilson Contr. Nr. 106.

15) King, Proc. Nat. Acad. Sci. I. Astrophys. Journ. 41, 373, 1915.

16) Schuster, Astrophys. Journ. 3, 292, 1896.

17) Fitzgerald, Astrophys. Journ. 5, 210, 1897.

18) Wilsing, Astrophys. Journ. 7, 317, 1898.

19) Godfrey, Astrophys. Journ. 8, 114, 1898.

phreys[1]), Larmor[2]) und Richardson[3]) theoretisch behandelt. Humphreys[4]) hat einen zusammenfassenden Bericht (bis 1908) veröffentlicht. Im allgemeinen wirkt die Druckverschiebung nach Rot (Humphreys), bis auf wenige Ausnahmen. Erst neuerdings wurde, nachdem der Zusammenhang zwischen Druckverschiebung und Stark-Effekt erkannt war, der Nachweis geliefert, daß es auch Spektrallinien gibt, die, wie durch das elektrische Feld, so auch durch Druck nach Violett verschoben werden können. Dieser Nachweis wurde von Ritter[5]) geführt, nachdem von Swaim[6]) und auch von Whitney[7]) ein nach Violett wirkender Poleffekt aufgefunden war. Von J. A. Anderson[8]) wurde bei der Untersuchung der elektrischen Feldwirkung bei Chrom eine Violettverschiebung bei manchen Linien festgestellt, gleichfalls hatten eine solche Verschiebung St. John und Ware[9]) und St. John und Babcock[10]) beim Eisen beobachtet. Takamine[11]) beobachtete ähnliches bei einer Reihe von Metallen, deren Stark-Effekt er untersuchte. Daß der von F. Goos aufgefundene sogenannte „Pol"-Effekt eng mit dem Druckeffekt und dem Effekt des elektrischen Feldes zusammenhängt, ist nach den neueren Arbeiten von J. Stark und seinen Mitarbeitern ohne weiteres ersichtlich. Identisch ist damit wohl auch die Wirkung der Dichte, die von W. G. Duffield und den Beobachtern auf dem Kodaikanal Observatorium immer wieder in die Besprechung von kleinen Linienverschiebungen auftreten.

Über die Wirkung eines äußeren magnetischen Feldes, des von P. Zeeman 1896 entdeckten Effektes ist von diesem wie von Voigt eine große Anzahl von Einzeluntersuchungen angestellt worden. Für

---

1) Humphreys, Astrophys. Journ. 6, 109, 1897; **23**, 233, 1906; **27**, 194, 1908.

2) Larmor, Astrophys. Journ. **26**, 120, 1907.

3) Richardson, Phil. Mag. (6) **14**, 557, 1907.

4) Astrophys. Journ. **4**, 249, 1896; **6**, 169, 1897; **22**, 271, 1905; **23**, 233, 1906.

5) Ritter, l. c.

6) Swaim, Astrophys. Journ. **40**, 137, 1914.

7) Whitney, Astrophys. Journ. **44**, 65, 1916.

8) J. A. Anderson, Astrophys. Journ. **46**, 104, 1917.

9) St. John u. Ware, Astrophys. Journ. **36**, 19, 1912; Mt. Wilson Contr. Nr. 61; Astrophys. Journ. **39**, 5, 1914; Mt. Wilson Contr. Nr. 75.

10) St. John u. Babcock, Astrophys. Journ. **46**, 138, 1917; Mt. Wilson Contr. Nr. 137; Astrophys. Journ. **42**, 231, 1915; Mt. Wilson Contr. Nr. 106.

11) Takamine, Astrophys. Journ. **50**, 23, 1919.

die astrophysikalisch bedeutenden Elemente haben F. Paschen wie seine Mitarbeiter sowie die Beobachter auf der Sonnenwarte des Mt. Wilson die Einflüsse eines Magnetfeldes in Emission und Absorption untersucht. Die Wirkung schwächerer Magnetfelder, bei denen eine deutliche Aufspaltung in einzelne Spektrallinien unterbleibt, ist eine Gesamtverbreiterung der Spektrallinie, oder allgemeiner gesprochen, eine Verschiebung bzw. Beeinflussung des Intensitätsmaximums. Im Gegensatz zum Stark-Effekt, wo neben der Aufspaltung der Spektrallinien meist ein Verrücken der Spektrallinie, und zwar gewöhnlich nach Rot, bei einer meist gleichzeitig auftretenden unsymmetrisch erfolgenden Aufspaltung, stattfindet, ist der Zeeman-Effekt durch eine symmetrische Aufspaltung gekennzeichnet. Beide Effekte gemeinsam haben das Auftreten polarisierter Komponenten.

Auch der Einfluß der Feinstruktur der Spektrallinien fällt bei Messungen kleiner Verschiebungen stark ins Gewicht, wie genaue Untersuchungen von St. John und Ware[1]) gezeigt haben. In dem Hartmannschen Mikrophotometer[2]), dem diesem nachgebildeten Mikrophotometer nach E. Lehmann[3]), dem Kochschen Mikrophotometer[4]) und dessen Neukonstruktion durch F. Goos[5]), sowie dem Mikrophotometer von Moll[6]) hat man neben den verschiedenen Interferenzapparaten insonderheit durch das Kreuzen verschiedener Interferenzapparate miteinander Mittel in der Hand, um durch Wahl genügender Dispersion beim Aufnehmen und beim Ausmessen systematische Fehler dieser Art auszuschalten. Unsere Kenntnis von der Struktur der meisten Spektrallinien im feldfreien Zustande ist leider noch recht lückenhaft[7]).

Fehlerquellen zu II.

Kleine Verschiebungen von Spektrallinien auf der Sonne sind gelegentlich wohl von allen Sonnenforschern bemerkt worden, vor allem aber von allen Beobachtern der Sonnendrehung. Auffällig war es immer, daß die Zahl für die Sonnendrehung, die man an Linien ver-

---

1) St. John u. Ware, Astrophys. Journ. 44, 357, 380, 1916; Contr. from the Mt. Wilson Solar Observatory Nr. 120.

2) Hartmann,

3) E. Lehmann, Verh. d. D. Physik. Gesellsch. XIII, Nr. 8, S. 335, 1911.

4) P. P. Koch, Ann. Phys. 39, 705, 1912.

5) F. Goos, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 41, 413—321, 1921.

6) Moll, E. T. Z. 42, 405, 1921; The Electrician 86, 493, 1921; Elektrotechnik und Maschinenbau 1921. S. 165

7) A. v. Bayer, dieses Jahrb. 6, 50, 1909.

schiedener Elemente ermittelte, nicht identisch ist. R. de Lury gibt fernerhin als Störung bei Ermittelung der Sonnendrehung den Dunst der Sonne an, wobei er unentschieden läßt, ob der Dunst die Sonne oder die Erde umgibt, bzw. im Weltenraum sich findet. Bei zu kleinem Sonnenbild ist es leicht, daß sich auf die festzustellende Wirkung Einflüsse nicht erkannter Sonnendrehung lagern. Solche Fehler haben offenbar die Ergebnisse von A. Perot und Grebe, sowie Grebe und Bachem gefälscht. Ein zu kleines Sonnenbild läßt auch nicht die Einflüsse der Linienverbreiterung eines Sonnenfleckes erkennen, für die ja J. Evershed eine Bewegung in der Gesichtslinie festgestellt hat. Daß auf- und absteigende örtliche Bewegungen in der Chromosphäre vorkommen, schildern alle Sonnenbeobachter, in letzter Zeit namentlich A. Perot, St. John, Schwarzschild, Duffield, Evershed und andere, während Grebe und Bachem bezeichnenderweise angeben, daß sie dies nicht beobachten konnten.

Alle diese Einflüsse lassen die ständige Überwachung der Sonne mittels Spektroheliographen nebenbei ratsam erscheinen, und vor allem scheint die Bedingung unumgänglich, daß das Sonnenbild hinreichende Größe besitzt, um diese örtlichen Einflüsse mit Sicherheit auszuschalten. Untersuchungen von Schwarzschild, Julius und anderen haben bewiesen, daß in der Sonnenatmosphäre eine Diffusion des Lichtes auftritt. Es ist ferner bekannt, daß wahrscheinlich zum Teil als Wirkung dieser Ursache das Spektrum des Sonnenrandes viel verwaschener und lichtschwächer erscheint. Daneben zeigt ja die Sonne ein starkes scheinbar kontinuierliches Spektrum, dessen Stärke gleichfalls durch Vergrößerung des Sonnenbildes entsprechend abgedämpft und dessen Wirkung durch Steigerung der Dispersion und Vergrößerung der Brennweite des Spektrographenobjektives praktisch beseitigt werden kann.

Zu II 3 ist zu bemerken, daß H. F. Newall gelegentlich geäußert hat, daß sich Cyangas im Weltenraum befinde. Dies würde offenbar bei den Untersuchungen der Rotverschiebung der Fraunhoferschen Linien, die die Cyanbande benutzt haben, eine gewisse Rolle spielen. Die Frage wäre somit weiterhin zu prüfen.

Zu II 4 sei auf einen besonderen Abschnitt dieser Arbeit hingewiesen. Bislang ist die Feststellung eines Stark-Effektes auf der Sonne eindeutig noch nicht gelungen, obwohl er in geringem Umfang entsprechend dem allgemeinen magnetischen Felde der Sonne sicher vorhanden sein muß.

Zu II 5, die Wirkung der anomalen Dispersion der Sonne sei vor

allem auf die Arbeiten von W. H. Julius verwiesen. Im Laufe der Arbeit wird ausführlich auf eine Abhandlung von W. H. Julius zurückzukommen sein, in der er unter besonderer Berücksichtigung auf die Einflüsse der anomalen Dispersion im Zusammenhang mit der Rotverschiebung der Spektrallinien eingeht. Da mir erscheint, daß trotz gegenteiliger Untersuchungen von St. John nach den Arbeiten von W. H. Julius der Einfluß der anomalen Dispersion auf die Vorgänge in der Sonnenatmosphäre sichergestellt zu sein scheint, diese Arbeiten jedoch bei Astrophysikern nicht die verdiente Beachtung gefunden haben, ist beabsichtigt, die interessanten Arbeiten von W. H. Julius einer zusammenfassenden Darstellung zu unterwerfen.

Zu II 6 und 7 sei auf die zahlreichen Untersuchungen von Hale und seinen Mitarbeitern hingewiesen, sowie auf die von der Sonnenwarte auf dem Mt. Wilson herausgegebenen Sonnenfleckenspektren hingewiesen.

Zu II 8. R. E. de Lury[1]) hat schon vor Jahren eine Hypothese aufgestellt, die die Abminderung der Intensität und die Verbreiterung der Linien am Sonnenrande erklären sollte, und zwar durch Annahme einer Überlagerung von zwei dem Vorzeichen nach unterschiedene Doppler-Effekt-Linien. Er nahm für die Sonne „Poren“ an, die ähnlich wie bei Sonnenflecken ein Abströmen der Gase von ihrem Mittelpunkt längs der Sonnenoberfläche zeigten. Bei der Aufnahme eines Spektrums des Sonnenrandes übertragen sich beide Bewegungskomponenten in den Spektrallinien. Wenn man nun annimmt, daß für die „Pore“ wie für den Sonnenfleck die Komponente, die die Richtung der Fortbewegung vom Beobachter anzeigt, größer als die Komponente ist, die die Richtung der Bewegung auf den Beobachter zu anzeigt, so werden die Wellenlängen am Sonnenrande für solche Linien größer sein, die auf dem Sonnenfleck eine Rückwärtsbewegung zeigen. Überdies wird die Wirkung **allmählich** vom Rande nach innen zu abnehmen, wie das tatsächlich von J. Evershed beobachtet worden ist, der auch angibt, daß, wenn Druck die Ursache für die Rotverschiebung der Fraunhoferschen Linien am Sonnenrande ist, wie von Halm vermutet wurde, die Wirkung plötzlich vom Rande nach der Sonnenmitte abnehmen würde. Um diese Annahme von de Lury zu prüfen, muß man Vergleichsaufnahmen der Lichtbogenwellenlänge mit der

1) Ralph E. de Lury, A probable factor in the widening and increase in wave-lengths of the spectrum lines near the limb of the sun. Popular Astronomy 28, 525, Nov. 1920.

Wellenlänge der Linien in der Innenmitte vornehmen, da dort Wirkungen auftreten können, die auf Störungen senkrecht zur Sonnenoberfläche zurückzuführen wären, welche ohne Zweifel mit der Beschaffenheit der Spektrallinie sich ändern werden. Diese von de Lury vermutete Erscheinung wird sicher auftreten und der nach der Einsteinschen Theorie verlangten Rotverschiebung sich auflagern, so daß also zur Prüfung derselben nur solche Spektrallinien in Frage kommen, bei denen sich an Sonnenflecken wie an den „Poren" der Sonne keine Bewegung in der Gesichtslinie feststellen läßt. de Lury nimmt an, daß die bei Beobachtung der Sonnendrehung gemachte Feststellung, daß z. B. für die gleiche Spektrallinie die ermittelte Umdrehung für die beiden Pole der Sonne verschieden ist, sich auf eine solche in den Poren der Sonne vorkommende Strömung zurückzuführen ist[1]).

Zu II 9. Daß bei derartigen Sonnenbeobachtungen, wie sie zur Ermittelung kleiner Wellenlängenverschiebungen angestellt werden, Rücksicht auf die Bewegung der Erde genommen werden muß, ist wohl ohne weiteres erklärlich. Näheres findet man z. B. bei J. Evershed[2]).

III. Während im Vorstehenden alle auf physikalische und astrophysikalische Erscheinungen zurückzuführende Fehlerquellen erörtert wurden, bleiben nur noch diejenigen zu betrachten, die auf rein instrumentelle Ursachen zurückzuführen sind. Diese kann man wieder gliedern in solche, die sich auf das Sonnenbild und das Spektrum beziehen.

Bei Erzeugung des Sonnenbildes ist zu beachten, daß erstlich nur an wolkenfreien Tagen beobachtet wird. Dasselbe muß genügend groß sein und der Erdbewegung entsprechend gut nachgeführt werden. Der Heliostat ist bei neueren Einrichtungen wohl durchweg von dem Cölostaten verdrängt worden. Daß die Spiegel des Heliostaten bzw. des Cölostaten sorgfältig gekühlt werden müssen, um vor dem Verziehen geschützt zu sein und somit unkontrollierbare Verschiebungen des Sonnenbildes zu vermeiden, ist leicht ersichtlich. Besonders die Erfahrungen von Hale und die gelegentlich der letzten englischen Sonnenfinsternis gemachten Beobachtungen mahnen zur Vorsicht. Um Unregelmäßigkeiten des Uhrwerks zu beseitigen, muß der Cölostat bzw. der Heliostat mit guten Feinbewegungen ausgerüstet sein. Das

---

1) Ralph E. de Lury u. John L. O'Connor, Notes on the solar rotation. Popular Astronomy 28, 525, 1920.

2) J. Evershed, Kodaikanal Observatory Bulletin Nr. 36.

Sonnenbild muß hinreichend groß sein, vor allem um eine unnötige Erwärmung des Spektrographenspaltes zu vermeiden. Ob man den liegenden Strahlengang oder die Art des von Hale angegebenen Sonnenteleskops wählt, wird eine Frage der Ansicht und der Mittel sein.

Besondere Beachtung muß dem Spektrographen zugewandt werden. Es kommen wohl wegen der Größe der zu verlangenden linearen Dispersion, die 1 Å.-E. = rund 1 mm betragen sollte, nur große Gitterspektrographen in Frage. Auf Temperaturkonstanz ist besonderer Wert zu legen, vor allem aber auf eine restlose Beseitigung aller etwa einem Spektrographen anhaftenden Fehler. In erster Linie ist auf Fehler von sphärischer Aberration und Koma zu achten, und vor allen Dingen ist dem auftretenden Astigmatismus besondere Beachtung zu schenken.

Das Gitter ist optisch oder möglichst mikroskopisch auf Fehler zu untersuchen. Die Fläche des Gitters muß optisch einwandfrei hergestellt sein, sonst zeigen sich demzufolge störende Linienverschiebungen. Für besonders sorgfältige Untersuchungen kommt wohl nur das Plangitter in Frage, erstlich wegen der Symmetrie seiner Gitterfurchen, zweitens wegen der Möglichkeit, den Astigmatismus vollkommen zu beseitigen, d. h. eine einwandfreie punktförmige Abbildung zu erzielen. Wenn Konkavgitter verwendet werden, so sind diese unbedingt mit Kollimator (Spiegel- oder Fernrohrobjektiv) zu verwenden. Diese Anordnung zeigt zwar schon an und für sich einen geschwächten Astigmatismus, aber hierdurch wird durchaus noch nicht der Astigmatismus gänzlich behoben. Es besteht daher die Notwendigkeit, wie Untersuchungen von K. Schwarzschild und dem Verfasser gezeigt haben, zur einwandfreien Behebung des Astigmatismus hinter dem Spalt eine Zylinderlinse anzuordnen, wie das gelegentlich schon von Mascart empfohlen wurde. Bei Einschaltung der Zylinderlinse ist es jedoch wichtig, darauf zu achten, daß die Achse derselben gut mit Spalt- und Gitterfurchen ausgerichtet ist, da sonst störende scheinbare Spektrallinienverschiebungen auftreten. Es ist wenig bekannt, daß man auch ein Konkavgitter stigmatisch machen kann, wenn man hinter dem Spalt eine Zylinderlinse passender Auswahl anbringt, wie dies in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführte Untersuchungen von E. Gehrcke und dem Verfasser gezeigt haben. Ohne solche Vorsichtsmaßregeln ist die Anwendung eines Konkavgitters zu verwerfen. Bei den Messungen ist ferner zu beachten, daß beim Konkavgitter wie beim Plangitter die Spektrallinien schwach gekrümmt sind. Die Krümmung ist allerdings so schwach, daß sie nur bei genauen Messungen wie dieser

Art in Betracht zu ziehen ist. Wie der Verfasser in einer in Jena gelegentlich des Physiker-Tages in Jena 1921 vorgetragenen Arbeit und in seiner Würzburger Habilitationsschrift gezeigt hat, sind, wie dies bei starker mikroskopischer Vergrößerung zu erkennen ist, die Gitterstriche aus verschiedenen Gründen keine streng geraden Linien. Daß dieser Umstand die Lage der Linien beeinflußt, bei Spektrallinien, namentlich solchen hoher Lichtstärke, deren Intensitätsverteilung sich verändert, ist gelegentlich dieser Untersuchung festgestellt worden und bei genauen Messungen dieser Art zu beachten.

III. Übersicht über die verschiedenen Experimentalarbeiten.

Bereits im Jahre 1913 hat J. Evershed, der Direktor des Kodaikanal Observatoriums in Indien, eine ausführliche Untersuchung[1]) unter Bezugnahme auf eine früher[2]) veröffentlichte, wonach er das Auftreten der schon lange bekannten Rotverschiebung der Fraunhoferschen Linien auf Bewegungsverschiebungen innerhalb der Sonnenatmosphäre zurückführt und eine Druckwirkung in Abrede stellt. Die Erklärung durch Bewegungsvorgänge auf der Sonne setzt nach seiner Ansicht einen scheinbaren Einfluß der Erde auf die Sonne voraus, ähnlich den Vorgängen, die bei der Verteilung der Sonnenflecke und der Protuberanzen mitspielen. Dieser „Erdeffekt", wie ihn J. Evershed nennt, spielt bei diesen und seinen nachfolgenden Arbeiten eine große Rolle. Der Spektrograph war ein Gitterspektrograph mit einem Rowland-Gitter [15028 Linien/je Zoll engl. mit einer geteilten Fläche von 82,55 mm (3$^1/_4$ Zoll)] oder einem Michelson-Gitter [14500 Linien/je Zoll engl. mit einer geteilten Fläche von 127 mm (5 Zoll)]. Kamera und Kollimator bilden einen Winkel von 60^0 miteinander. Der Kollimator besteht in einem optisch korrigierten Fernrohrobjektiv von 2286 mm Brennweite (7 Fuß 6 Zoll). Das Kameraobjektiv ist eine einfache plankonvexe Linse von 4270 mm Brennweite für D (14 Fuß). Dazwischen ist in halbem Winkel ein Beobachtungsfernrohr vorgesehen, das die erste und zweite Ordnung zu übersehen gestattet. Der Spalt ist mit verschiedenen Vorrichtungen zur gleichzeitigen Aufnahme verschiedener Lichtquellen und aufeinanderfolgenden Belichtungen ver-

1) J. Evershed, A new interpretation of the general displacement of the lines of the solar spectrum towards the red. Kodaikanal Observatory Bulletin Nr. 36, herausgegeben 10. XII. 1913.

2) Kodaikanal Bulletin Nr. 18.

Zahlentafel I.

λ Rowland	Intensität	Zahl der Platten	Verschiebung Sonne—Lichtbogen	Druckeffekt für 9 Atm.	Bemerkungen
			in Tausendstel Å.-E.		
3895,803	7	1	+ 14	+ 11	
3899,850	7	4	+ 19	+ 12	
3903,090	10	4	+ 17	+ 22	
3906,628	10	4	+ 11	+ 11	
3920,410	10	4	+ 15	+ 10	
3923,054	12	4	+ 14	+ 11	
3928,075	8	4	+ 18	+ 12	
3930,450	8	4	+ 14	+ 13	
3931,269	1	1	+ 8	—	
3935,965	2	1	+ 13	—	
3948,925	4	1	+ 6	+ 11	
3956,819	6	4	+ 4	+ 14	
3969,413	10	4	+ 14	+ 22	
3977,891	6	3	+ 6	+ 17	
3986,321	3	1	+ 5	+ 13	
3998,205	4	1	± 0	+ 14	
4005,408	7	3	+ 8	+ 19	
4009,864	3	1	— 5	+ 8	
4014,677	5	1	— 7	+ 11	
4022,018	5	1	± 0	+ 8	
4045,975	30	1	+ 4	+ 22	
4063,759	20	1	+ 2	+ 22	
4071,908	15	1	+ 5	+ 21	
4132,235	10	2	+ 20	+ 22	
4144,038	15	2	+ 14	+ 20	
4181,919	5	2	+ 3	+ 22	
4187,204	6	2	+ 7	+ 111	
4187,943	5	2	+ 8	+ 108	
4191,595	6	1	— 1	+ 110	
4199,267	5	2	+ 10	+ 32	Scheint in der Sonne und dem Lichtbogen eine einfache Linie von der Intensität 7 zu sein.
4202,198	8	2	+ 17	+ 15	
4219,516	7	2	+ 15	+ 26	
4227,606	4	2	— 1	+ 95	
4233,772	6	2	— 6	+ 90	
4236,112	8	2	+ 4	+ 90	
4250,287	8	1	+ 3	+ 70	
4260,640	10	1	+ 7	+ 51	
4271,325	6	1	+ 4	+ 123	
4271,934	15	1	+ 9	+ 22	

Zahlentafel I (Fortsetzung).

λ Rowland	Intensität	Zahl der Platten	Verschiebung Sonne—Lichtbogen	Druckeffekt für 9 Atm.	Bemerkungen
4282,565	5	1	+ 1	+ 21	
4308,081	6	2	+ 7	+ 21	
4315,262	4	2	+ 5?	+ 19	Messung unsicher
4325,939	8	2	+ 11	+ 20	
4337,216	5	1	+ 6	+ 27	
4352,908	4	1	+ 5	+ 17	
4369,941	4	1	+ 11	+ 23	
4376,107	6	1	+ 14	+ 18	
4383,720	15	2	+ 11	+ 27	
4404,927	10	2	+ 9	+ 21	
4415,293	8	2	+ 12	+ 18	
4427,482	5	1	+ 3	+ 17	
4430,785	3	1	+ 2	+ 48	
4442,510	6	1	+ 9	+ 53	
4443,365	3	1	+ 5	+ 19	
4447,892	6	1	+ 14	+ 51	
4454,552	3	1	+ 8	+ 23	
4461,818	4	1	+ 8	+ 15	
4466,727	5	2	+ 17	+ 18	
4494,738	6	2	+ 12	+ 53	
4528,798	8	2	+ 11	+ 61	
4531,327	5	1	+ 4	+ 29	
4548,024	3	2	+ 6	+ 21	
4592,840	4	2	+ 8	+ 24	
4603,126	6	2	+ 8	+ 20	
4607,831	4	1	+ 2	—	
4619,468	3	1	+ 5	—	
4625,227	5	1	+ 1	—	
4637,685	5	1	+ 1	—	
4638,193	4	1	+ 1	—	
4647,617	4	2	+ 10	+ 15	
4654,672	4	1	+ 3	—	
4654,800	5	1	+ 1	—	
4667,626	4	1	— 1	—	
4679,027	6	1	+ 2	—	
4707,457	5	1	+ 5	—	
4710,471	3	1	+ 4	+ 13	
4707,457	5	1	∓ 0	—	
4710,471	3	1	∓ 0	—	

Zahlentafel I (Fortsetzung).

λ Rowland	Intensität	Zahl der Platten	Verschiebung Sonne—Lichtbogen	Druckeffekt für 9 Atm.	Bemerkungen
4733,779	4	1	+ 1	—	
4736,963	6	1	+ 1	+ 18	
4787,003	2	1	+ 4	+ 16	
4789,849	3	1	+ 6	+ 17	
4859,928	4	3	+ 2?	+ 100	Messung unsicher
4871,512	5	3	+ 4?	+ 80	„ „
4872,332	4	3	+ 3	+ 94	
4878,407	4	3	+ 4	+ 87	
4890,948	6	3	+ 8	+ 70	
4891,683	8	3	+ 10	+ 53	
4903,502	5	3	± 0	—	
4919,174	6	2	∓ 0	+ 72	
4920,685	10	2	+ 4?	+ 82	Eine Platte gibt positive und eine andere negative Verschiebung
4938,997	4	1	— 2	—	
4957,480	5	1	+ 5	+ 83	
4957,785	8	1	+ 11	+ 86	
4966,270	4	1	— 1	—	
5002,044	5	1	— 2	—	
5005,896	4	1	+ 1	—	
5006,306	5	1	+ 3	—	
5050,008	6	3	+ 6	—	
5051,825	4	3	+ 10	—	
5068,944	5	2	— 3	—	
5083,518	4	2	+ 7	—	
5098,885	3	1	+ 8	—	
5107,619	4	2	+ 4	—	
5107,823	4	2	+ 4	—	
5139,427	4	6	— 3	—	
5139,644	4	6	± 0	—	
5167,678	5	4	+ 16	—	
5169,069	3	1	+ 11	—	
5171,778	6	4	+ 15	+ 16	
5191,629	4	4	— 1	—	
5192,523	5	4	+ 2	—	
5195,113	4	4	+ 6	+ 17	
5216,437	3	3	+ 6	—	
5227,362	5	3	+ 3?	+ 31	Messung unsicher
5233,122	7	3	+ 7	+ 110	
5266,738	6	2	— 4	+ 130	

Zahlentafel I (Fortsetzung).

λ Rowland	Intensität	Zahl der Platten	Verschiebung Sonne—Lichtbogen	Druckeffekt für 9 Atm.	Bemerkungen
5269,723	8	2	+ 9	+ 27	
5281,971	5	2	— 3?	—	Messung unsicher
5283,802	6	2	— 1?	—	„ „
5302,480	5	2	— 3	—	
5324,373	7	2	+ 8?	+ 120	„ „
5328,236	8	2	+ 15	+ 29	
5328,696	4	2	+ 8	+ 26	
5340,121	6	2	— 6	+ 140	
5371,734	7	2	+ 13	+ 29	
5397,344	7	4	+ 12	+ 29	
5405,989	6	3	+ 9	+ 27	
5424,290	6	1	+ 30	—	
5429,911	6	4	+ 6	+ 29	
5434,740	5	4	+ 8	+ 27	
5447,130	6	4	+ 5	+ 31	
5455,834	4	4	+ 19	+ 29	
5569,848	6	1	+ 5	+ 140	
5573,075	6	1	+ 7	+ 140	
5586,991	7	2	+ 4	+ 120	
5615,877	6	2	+ 9	+ 130	

sehen. Große Sorgfalt wurde auf eine gute gleichmäßige Ausleuchtung des Gitters gelegt. Die Aufnahmen wurden so ausgeführt, daß ein Sonnenspektrum von 2 mm Breite von dem Bogenspektrum des Eisens oder eines anderen Metalles umrahmt war. Die Spaltbreite betrug 0,03—0,04 mm. Der Bogen brannte zwischen Eisenelektroden an Luft mit 5—10 Amp. bei 5—8 mm Bogenlänge. Der Druck betrug entsprechend der Höhenlage des Observatoriums 580 mm. Die Dispersion der Platten betrug 1,2 mm/Å.-E. bei K und 1,8 mm/Å.-E. bei D in der dritten Ordnung. Die vierte Ordnung, die selten benutzt wurde, hatte eine Dispersion von 2,6 mm/Å.-E. Die größten gemessenen Verschiebungen betrugen auf den Platten 0,03 mm. Auffällige, Evershed damals unerklärliche unregelmäßige Linienverschiebungen wurden festgestellt. In Zahlentafel I und II sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Die Verschiebungen sind auf die Bewegung der Erde verbessert. Die in der fünften Reihe angegebene Druckverschiebung für 9 Atm. ist aus

Zahlentafel II.

λ Rowland	Sonne—Lichtbogen $\frac{A}{1000}$		Bemerkungen
	Evershed	Fabry u. Buisson	
4181,919	+ 3	+ 2	
4187,204	+ 7	— 3	
4202,198	+ 17	+ 18	
4227,606	— 1	— 29	
4233,772	— 6	— 8	
4236	+ 4	— 19	
4250	+ 3	— 14	
4271	+ 4	— 18	
4282	+ 1	+ 7	
4337	+ 6	+ 7	
4352	+ 5	+ 4	
69	+ 11	+ 6	
76	+ 14	+ 12	
4427	+ 3	+ 4	
4430	+ 2	+ 6	
4442	+ 9	+ 12	
4443	+ 5	+ 7	
4447	+ 14	+ 7	
4461	+ 8	+ 9	
4466	+ 17	+ 11	
4531	+ 4	+ 5	
4787	+ 4	+ 6	
4789	+ 6	+ 8	
4859	+ 2?	— 7	auf einigen Platten Rotverschiebung, auf andern Violettverschiebung
4871	+ 4?	— 15	
4919	∓ 0	— 8	
5171	+ 15	+ 25	
5266	— 4	± 0	
5269	+ 9	∓ 8	
5281	— 3	— 8	
5283	— 1?	+ 5	Messungen unsicher
5302	— 3	— 6	
5324	+ 8?	± 0	
5340	— 6	— 11	
5397	+ 12	+ 13	
5405	+ 9	+ 15	
5424	+ 30	+ 30	Bogenlinien verwaschen
5434	+ 8	+ 7	
5586	+ 4	+ 3	

den Arbeiten von **Gale** und **Adams**[1]) entnommen, und durch Messungen aus den Arbeiten von **Humphreys** und **Duffield** ergänzt.

Zahlentafel II gibt einen Vergleich der Ergebnisse von J. **Evershed** mit denen von **Fabry** und **Buisson**[2]). Ein Blick auf die vierte

1) **Gale** u. **Adams**, Astrophys. Journ. **35**, 17, 1912.
2) **Fabry** u. **Buisson**, Astrophys. Journ. **31**, 109, 1910.

und fünfte Zahlenreihe der Zahlentafel I zeigt, daß keine allgemeine Beziehung zwischen der Verschiebung auf der Sonne und Druckverschiebung besteht. Die größten Verschiebungen Sonne—Lichtbogen treten im Ultraviolett auf, während die Druckverschiebung hier stark nach Rot zu anwächst. Nach J. Evershed verdeckt die Wirkung der Schichtlage, in denen die betreffenden Linien ausgesandt werden, die wahren Verhältnisse. In einer Untersuchung über die Bewegung in der Gesichtslinie bei Sonnenflecken hat St. John als ein Kennzeichen der Schichtlage die Intensität der Fraunhoferschen Linien angegeben. Nach den Untersuchungen von J. Evershed wie St. John ist es ersichtlich, daß die Bewegung in der Gesichtslinie in den höchsten Schichtlagen der Chromosphäre nach innen gegen den Mittelpunkt des Sonnenfleckes gerichtet ist, daß die Geschwindigkeit bis Null zu abnimmt ungefähr an der oberen Grenze der umkehrenden Schicht. Unterhalb dieser findet eine Umkehr statt: die Bewegung ist nach auswärts gerichtet und nimmt mit der Tiefe ab. In diesem Gebiet sind daher die Linien, die in Sonnenflecken die höchste Geschwindigkeit geben, auf Absorption in den niedrigsten Schichtlagen zurückzuführen. St. John hat daraus geschlossen, daß schwache Linien niedrige Schichtlage anzeigen und starke Linien hohe Schichtlage. Um diese Beziehung klar erkennen zu können, teilt J. Evershed die Linien der Zahlentafel I in solche niedriger und hoher Schichtlage ein. Er erhält folgende Anordnung:

		mittlere Verschiebung Sonne —Lichtbogen
Gruppe I (Mittel $\lambda\lambda$ 4040)	18 Linien hoher Schichtlage mittlere Intensität 11,2	+ 0,0125 Å.-E.
	17 Linien niedriger Schichtlage mittlere Intensität 4,5	+ 0,0029 „
Gruppe II (Mittel $\lambda\lambda$ 4500)	17 Linien hoher Schichtlage mittlere Intensität 8,0	+ 0,0085 „
	29 Linien niedriger Schichtlage mittlere Intensität 4,0	+ 0,0043 „
Gruppe III (Mittel $\lambda\lambda$ 5170)	23 Linien hoher Schichtlage mittlere Intensität 6,8	+ 0,0066 „
	32 Linien niedriger Schichtlage mittlere Intensität 4,2	+ 0,0039 „

Beziehung der Verschiebungen Sonne—Lichtbogen obiger Linien zur Druckverschiebung. Lichtbogen 580 mm, Verschiebung Sonne—Lichtbogen 760 mm.

	Linien großer 760 mm	580 mm	kleiner Druckverschiebung 580 mm	760 mm
Gruppe I:	+0,0058 Å.-E.	+0,0077 Å.-E.	+0,0082 Å.-E.	0,0078 Å.-E.
„ II:	+0,0056 „	+0,0073 „	+0,0076 „	0,0071 „
„ III:	+0,0020 „	+0,0045 „	+0,0096 „	0,0089 „

Druckverschiebung[1]).

	mittlere $\lambda\lambda$	stärker beeinflußt	schwächer beeinflußt
Gruppe I:	4050	0,0076 Å.-E./Atm.	0,0017 Å.-E./Atm.
„ II:	4440	0,0067 „	0,0022 „
„ III:	5170	0,0102 „	0,0026 „

Die stärker beeinflußten Linien sind daher relativ schwächer nach Violett in der Sonne verschoben; dies Ergebnis bestätigt die schon früher[2]) von J. Evershed gezogene Schlußfolgerung, daß der Druck in der umkehrenden Schicht im Gegensatz zu den Messungen und Schlußfolgerungen von Fabry und Buisson[3]) geringer ist, als die Lichtbogen bei gewöhnlichem Druck, ein Ergebnis, zu dem Fabry und Buisson[4]) neuerdings unter einseitiger Zugrundelegung des Effektes nach der Einsteinschen Theorie gekommen sind. J. Evershed weist in seiner Abhandlung nachdrücklich darauf hin, daß Fabry und Buisson die Wirkung der Schichtlage außer acht lassen, während er selbst im Gegensatz zu Fabry und Buisson, die bei ihrer Arbeit alle die Linien ausschalten, die einen erheblichen Druckeffekt zeigen und nur geringe Intensität haben, auf die Beziehung zwischen Verschiebung und Linienintensität den größten Wert legt. Daß Linien stärkerer Intensität und großer Neigung zur Umkehr auch am meisten nach Rot verschoben werden, hat Jewell[5]) bereits erkannt. Nach den Ergebnissen von J. Evershed kann ein hoher Druck besonders mit Rücksicht auf Messungen von S. 301 ff. nicht in Frage kommen. Die geringeren Verschiebungen der kurzwelligeren Linien sind ein anderes Beispiel für die relative Violettverschiebung der Linien, die am meisten

1) Duffield, Phil. Trans. Roy. Soc. A. **208**, 160, 1908.
2) J. Evershed, Kodaikanal Observatory Bulletin Nr. 18.
3) Fabry u. Buisson, C. R. **148**, 688, 828, 1240, 1741, 1909.
4) Fabry u. Buisson, C. R. **172**, 1020—1022, 1921.
5) Jewell, Astrophys. Journ. **3**, 94, 1896.

der Druckwirkung unterliegen. Wenn man sich die St. Johnschen Ansichten über die Bewegung der Gase in Sonnenflecken zu eigen macht, so kommt man zu dem interessanten Ergebnis, daß in den höheren Schichtlagen eine Abwärtsbewegung vorkommt, die in den niedrigen Schichtlagen verzögert wird. Für diese Abwärtsbewegung erhält J. Evershed auf Grund seiner Messungen nachstehende Werte:

Gruppe	Mittlere $\lambda\lambda$	Starke Linien (Intensität 6 u. darüber) mittlere Verschiebung		Schwache Linien (Intensität 3—5) mittlere Verschiebung	
		Å.-E.	km/sec	Å.-E.	km/sec
I	4040	0,0125	0,93	0,0029	0,22
II	4500	0,0085	0,57	0,0043	0,29
III	5170	0,0066	0,38	0,0039	0,23

Die Verzögerung der Geschwindigkeit in den niedrigeren Schichtlagen der umkehrenden Schicht erklärt auch befriedigend das sonst unverständliche Ergebnis, daß die Verschiebung — als Bewegung in der Gesichtslinie aufgefaßt — nicht nach langen Wellenlängen proportional λ anwächst, sondern im Gegenteil abnimmt. Wenn ein Druckeffekt allein in Frage käme, wäre die Tatsache unerklärlich, daß nicht nur die Verschiebung nicht proportional λ^2 oder λ^3 anwächst, sondern auch für die Linien niedriger Schichtlage größer als für solche hoher Schichtlage sein müßte.

St. John hat im allgemeinen gefunden, daß Linien im Rot niedrigere Schichten als solche im Violett darstellen. Dies spricht gleichfalls gegen die Annahme höheren Druckes. Unerklärlich bleibt nur die von Halm aufgefundene Rotverschiebung der Linien von Sonnenmitte nach dem Sonnenrande zu. Die Annahme einer nach der Sonnenmitte zu absteigenden Bewegung der Eisendämpfe scheint auch eine schon früher von J. Evershed [1]) bei Besprechung von Finsternisspektren vom Jahre 1900 aufgestellte Theorie zu bestätigen, wonach die kühleren absorbierenden Gase der umkehrenden Schicht sich in absteigender Bewegung finden.

J. Evershed nahm allgemein eine Kreisbewegung der Sonnengase an, um für die Intensitätsunterschiede zwischen den Linien der Corona, wie sie bei Finsternissen zu beobachten sind, und den Fraunhoferschen Linien eine Erklärung zu haben. Die absteigende Be-

1) J. Evershed, Phil. Trans. Roy. Soc. A. London **201**, 477, 1903.

wegung der Eisendämpfe mag als ein Teil dieser Kreisbewegung aufgefaßt werden. Die Beobachtung der Funkenlinie des Eisens mit der Sonnenlinie bei $\lambda\lambda$ 4924, 5018, 5169 und 5317 würde dies klären, da für diese eine aufsteigende Bewegung, also eine Violettverschiebung, zu erwarten wäre.

E. Freundlich[1]) bespricht die eben wiedergegebene Arbeit von J. Evershed im Sinne der Arbeit von A. Einstein vom Jahre 1911. Von allen Linien Eversheds wählt Freundlich die in Zahlentafel III wiedergegebenen aus.

Zahlentafel III.

λ Rowland	Sonne—Vergleichsspektrum	Druckverschiebung bei 9 Atm. Druck
4071,908	+ 5	+ 21
4132,235	+ 20	+ 22
4144,038	+ 14	+ 20
4181,919	+ 3	+ 22
4187,204	+ 7	+ 111
4187,943	+ 8	+ 108
4191,595	— 1	+ 110
4199,267	+ 10	+ 32
4202,198	+ 17	+ 15
4219,516	+ 15	+ 26

Freundlich sucht die Erklärungsweise Eversheds durch Bewegung in der Gesichtslinie zu beanstanden, ohne jedoch eine Begründung dafür zu geben. Er versucht darauf hinzuweisen, daß der von Einstein und Nordström vermutete Effekt ebenso zwanglos die Erscheinungen zu erklären vermag. In Zahlentafel IV gibt er eine Auswahl von Linien aus der Arbeit Eversheds und dazu die nach Einsteins Formel berechneten Werte.

Zahlentafel IV.

Mittlere $\lambda\lambda$	Verschiebung gemessen nach Evershed	Verschiebung nach Einstein
4040	+ 0,0078	+ 0,0081
4500	+ 0,0071	+ 0,0090
5170	+ 0,0093 *)	+ 0,0103

*) Der Wert ist bei Evershed 0,0089, Freundlich hat ihn verbessert unter Fortlassung von unsicheren Werten Eversheds.

1) E Freundlich, Phys. Zeitschr. 15, 369—371, 1914.

Zahlentafel V gibt eine Auswahl von Freundlich aus der Arbeit von Fabry und Buisson.

Zahlentafel V.

Mittlere λ	gemessen	nach Einstein
4250	+ 0,0062	+ 0,0085
5300	+ 0,0103	+ 0,0106

Freundlich schließt daraus:

„Wenn auch die gute Übereinstimmung noch keine zwingenden Schlüsse gestattet, da der vermessene Spektralbereich zu klein ist, so scheint mir doch eine Deutung der Beobachtungen auf Grund der Einsteinschen Hypothese nicht minder möglich als auf Grund der Hypothese von Evershed ....., wenn auch noch weitere Gesichtspunkte für ihn bei der Entwicklung seiner Überlegungen maßgebend waren. Vielleicht wird eine andere bisher noch nicht aufgeklärte Erscheinung die Entscheidung über die mögliche Deutung der Beobachtungen liefern. Halm[1]) hat nämlich nachgewiesen, daß die Verschiebung der Linien nach dem roten Ende hin gegen den Rand der Sonne anwächst. Wenn man nun annimmt, daß die Linien am Rande der Sonne tieferen Schichten entspringen, wie das z. B. Halm in der Tat voraussetzt, so müssen dieselben auch, da sie auf dem Wege zur Erde einen stärkeren Potentialabfall erleben, stärker nach dem Rot hin verschoben sein". Daß diese Bemerkung von Freundlich eine jeder Grundlage entbehrende Spekulation darstellt, ist wohl ohne weiteres ersichtlich, zumal er sich durch Nichtannahme irgendwelcher sicher vorhandenen Schichtlageneinflüsse von vornherein ganz einfache Verhältnisse zu schaffen sucht. Der vorsichtige Leser wird erkennen, daß z. B. (s. S. 309) die Verschiebungen für die stärker beeinflußten Linien gerade das gegenteilige Verhalten der von Freundlich in Zahlentafel IV zusammengestellten Linien zeigen. Da Eversheds Arbeit häufig als Bestätigung der Relativitätstheorie aufgefaßt wird, sei hier auf den wahren Sachverhalt, der viel verwickelter liegt, hingewiesen.

Der verstorbene Direktor des Astrophysikalischen Observatoriums in Potsdam, Schwarzschild[2]), hat in Potsdam 1913 gemeinsam mit

1) Halm, Astrophys. Nachr. 173, 4146 u. 4147, 1907.

2) Sitzungsberichte der Kgl. Preuß. Akademie der Wissenschaften XLVII, 1201—1213, 1914.

dem Verfasser die ersten Versuche zum Nachweis der Rotverschiebung der Spektrallinien im Gravitationsfelde der Sonne gemacht. Die Ergebnisse wurden 1914 veröffentlicht. Er fand jedoch keinerlei Verschiebungswerte, die der Theorie entsprachen.

Die Versuchshilfsmittel von Schwarzschild waren folgende. Auf dem Dach eines Hauses des Astrophysikalischen Observatoriums befand sich ein Repsoldscher Heliostat in der Foucaultschen Anordnung mit guten Feinbewegungen. Auf einer Schiene waren verschiedene Linsen verschiedener Brennweite angeordnet; durch ein Objektiv von 200 mm Durchmesser und 3 m Brennweite wurde ein Bild der Sonne von etwa 5 cm auf dem Spalt der Gitterspektrographen entworfen. Konkavgitter sind nun nicht ohne weiteres brauchbar, da sie Astigmatismus zeigen. Sie bilden eine punktförmige Lichtquelle nicht als Punkt, sondern als Linie ab und machen es unmöglich das Spektrum verschiedener Teile der Sonnenscheibe zu vergleichen, die, wie genaue Wellenlängenmessungen der Spektrallinien gezeigt haben, verschiedene Wellenlängen, und zwar ganz kleine Unterschiede zeigen. Man muß daher paralleles Licht auf das Gitter auffallen lassen, d. h. einen Kollimator verwenden. Um den restlichen Astigmatismus zu beseitigen, wurde hinter dem Spalt eine Zylinderlinse eingebaut, die für verschiedene Einstellungen des Spektrums verschiebbar angeordnet war. Für diesen Zweck nahm Schwarzschild das Fernrohrobjektiv, das seinerzeit zu den Venusdurchmessungen benutzt wurde. Es hatte bei 16 cm Öffnung etwa 2 m Brennweite. Das Gitter war ein großes Rowlandsches Konkavgitter von etwa 15 cm Durchmesser, $6\frac{1}{2}$ m Brennweite und etwa 500 Strichen auf den Millimeter. Mit dem Fernrohrkollimator benutzt verringerte sich die Brennweite des Konkavgitters auf etwa die Hälfte, also $3\frac{1}{4}$ m. Auch wurde nach meinen Versuchen nur ein Teil des Gitters benutzt und zwar die Randpartien abgeblendet.

Im Frühjahr 1914 kam das Observatorium in den Besitz eines Plangitters von Anderson, dem Nachfolger von Rowland, wovon eine Fläche von 12×8 cm mit rund 70000 Strichen freigelassen wurde. Das Kameraobjektiv hatte bei 16 cm Öffnung eine Brennweite von 4 m.

Die Aufnahmen wurden mit dem Konkav- wie dem Plangitter stets in der vierten Ordnung gemacht. Der Maßstab der erhaltenen Spektren war für 1 Å.-E. 1,15 mm, die Belichtungszeiten gingen nicht über drei Minuten.

Vor dem Spalt stand eine Bogenlampe mit Uhrwerksregelung. Entweder wurde das Sonnenspektrum zuerst aufgenommen und von

zwei Spektren des Kohlelichtbogens umrahmt, oder umgekehrt. Die Spaltbreite betrug 0,01 m.

Um die Aufstellung zu prüfen, wurde von einem Pfund-Lichtbogen[1]) (Eisen gegen Kohle) bei 3,5 Ampère Stromstärke und 8 bis 10 mm Bogenlänge Spektren mit dem Spektrum der Sonnenmitte aufgenommen, deren Ausmessung mit den Ergebnissen von Evershed[2]) und Evershed und Royds[3]) gut übereinstimmten. Die Mittelwerte Sonne—Eisenbogen zeigten eine sehr deutliche Abhängigkeit von der Intensität der Linien.

10 Linien der Intensität 3—6 geben Werte zwischen —7 und + 4, im Mittel 0 ± 1 (mittlerer Fehler) Tausendstel Å.-E.

6 Linien der Intensität 7—15 geben Werte zwischen + 6 und + 17, im Mittel $+11 \pm 2$ (mittlerer Fehler) Tausendstel Å.-E.

Der Gang der Linienverschiebung mit der Wellenlänge ist eine Eigentümlichkeit, die alle sorgfältigen Beobachter, wie Schwarzschild, St. John, Duffield sowie Evershed und seine Mitarbeiter berichten. Nach meinen Untersuchungen ist diese Wirkung zum Teil auf kleine nur unter dem Mikroskop deutlich erkennbare Gitterfehler zurückzuführen.

Zum Vergleich des Sonnenspektrums mit dem irdischen Spektrum wurde die Cyanbande bei $\lambda\lambda$ 3883 von mir[4]) in Vorschlag gebracht, deren Druckverschiebung schon damals als sehr klein bestimmt war. Von Runge und Grotrian[5]) ist die Bande in neuerer Zeit dem Stickstoff zugeschrieben worden, neuere Beobachtungen von Barrat[6]) sowie eigene Beobachtungen des Verfassers[7]) machen es wahrscheinlich, daß es doch eine Cyanbande ist, mindestens aber eine Stickstoffverbindung bei ihrer Emission beteiligt sein muß. Da die Bande wegen ihrer geringen Druckempfindlichkeit zur Prüfung der Relativitätstheorie in weitgehendem Maße herangezogen worden ist, sei sie in Fig. 1 u. 2 auf Tafel I zur Darstellung gebracht[8]).

1) Pfund, Astrophys. Journ. **27**, 296, 1908.
2) Evershed, Kodaikanal Bulletin Nr. 36.
3) Evershed u. Royds, Kodaikanal Bulletin Nr. 38.
4) L. C. Glaser, Versuche zur Bestätigung der Relativitätstheorie. Glasers Ann. **88**, 32, 1921.
5) Runge u. Grotrian, Phys. Zeitschr. **15**, 545, 1914.
6) Barrat, Proc. Roy. Soc. London A. **98**, 40, 1920.
7) Unveröffentlicht.
8) Die Abbildungen sind der Arbeit des Verfassers „Versuche zur Bestätigung der Relativitätstheorie“, Glasers Ann. **88**, 30—33, 1921, entnommen.

Schwarzschild faßt seine Ergebnisse wie folgt zusammen. „Überblickt man alle diese Resultate, so muß man zum mindesten sagen, daß der Einsteinsche Effekt, eine Rotverschiebung von 0,63 km/sec, keineswegs klar aus den Beobachtungen hervortritt. Es spricht besonders gegen den Einsteinschen Effekt, daß alle untersuchten schwächeren Linien im Sonnenspektrum, sowohl die des Eisens wie die des Stickstoffs, überhaupt nur sehr geringe Verschiebungen sowohl gegen die terrestrischen Linien wie gegen die Mitte der Sonnenscheibe aufweisen."

Schwarzschild findet als Ergebnis für 21 Linien der Intensität 0 und 1 eine Verschiebung von + 0,0022 Å.-E. bei einem mittleren Fehler von ± 0,0006 Å.-E. Dies entspricht einer Geschwindigkeit von 0,17 km/sec bei einem mittleren Fehler von ± 0,05 km/sec. 13 Linien der Intensität 2—4 ergaben eine Verschiebung von + 0,0045 Å.-E. bei einem mittleren Fehler von ± 0,0014 Å.-E. Dies entspricht einer Geschwindigkeit von + 0,36 km/sec bei einem mittleren Fehler von ± 0,11 km/sec[1]). Als Gesamtergebnis gibt Schwarzschild an: „Die bei 3883 Å.-E. beginnende Stickstoffbande im Spektrum des Sonnenzentrums ist, verglichen mit der terrestrischen Bande, nach Rot verschoben um 0,003 Å.-E., entsprechend einer Entfernungsgeschwindigkeit von 0,2 km/sec.

Schwarzschild hat ferner sorgfältig die Verschiebungswerte der Bandenlinien für verschiedene Teile der Sonnenscheibe mit deren Mitte verglichen. Seine Zahlenwerte sind in den Zahlentafeln VII—IX zusammengestellt.

Zahlentafel IX stellt die Zusammenfassung der Ergebnisse von Schwarzschild dar und zeigt zunächst, daß die vorkommenden Verschiebungen durchweg sehr klein sind. Man sieht ferner, daß die Rotverschiebung von der Mitte weg zunächst abnimmt. Es erfolgt als relativ zur Lage der Linien in der Sonnenmitte eine Violettverschiebung. Nahe am Rande tritt wieder eine Rotverschiebung ein, die als „Randeffekt" bezeichnet werden kann. Interessant sind folgende Bemerkungen Schwarzschilds:

„Die leuchtenden und absorbierenden — vielleicht ionisierten — Moleküle der Sonnengase befinden sich in ständiger absteigender, zentripetaler Bewegung. Diese Bewegung gibt in der Mitte der Sonne eine Rotverschiebung. Die Verschiebung nimmt nach dem Rande zu ab, weil sich die in die Gesichtslinie fallende Komponente der Be-

1) Schwarzschild bemerkt hierzu: „Eine stärkere Rotverschiebung der Linien größerer Intensität ist also angedeutet, aber nicht sichergestellt".

Zahlentafel VII.

Verschiebung der Rundstellen gegen die Mitte der Sonnenscheibe.

Abstand von der Mitte	0,72		0,86			0,93		0,97	
Alle Linien	—1,3	—1,1	—2,7	—3,1	—0,2	—0,1	+1,5	—0,2	+2,3
Stärkere Linien	—1,8	—2,8	—4,0	—2,5	—1,8	—1,8	—0,5	—3,2	—1,0
Schwache Linien . . .	—1,0	+0,1	—1,9	—3,4	+0,7	+0,9	+2,5	+1,5	+4,7

Zahlentafel VIII.

Verschiebung in verschiedenen Abständen von der Mitte der Sonnenscheibe.

Abstand von der Mitte	Tausendstel Ångstr.-Einh.				km/sec			
	0,72	0,86	0,93	0,97	0,72	0,86	0,93	0,97
Alle Linien. . . .	—1,3	—1,8	+0,7	+1,1	—0,10	—0,14	+0,05	+0,09
Stärkere Linien .	—1,8	—2,8	—1,1	—2,1	—0,14	—0,22	—0,09	—0,16
Schwache Linien	—1,0	—1,1	+1,7	+3,1	—0,08	—0,09	+0,13	+0,24

Zahlentafel IX.

Verschiebung der N-Bande gegen die terrestrischen Wellenlängen für verschiedene Punkte der Sonnenscheibe.

Abstand von der Mitte	Tausendstel Ångström-Einheiten					km/sec				
	0,00	0,72	0,86	0,93	0,97	0,00	0,72	0,86	0,93	0,97
Alle Linien . . .	+2,9	+1,6	+1,1	+3,6	+4,0	0,22	0,12	0,08	0,27	0,31
Stärkere Linien.	+4,2	+2,4	+1,4	+3,1	+2,1	0,33	0,19	0,11	0,24	0,17
Schwächere Lin.	+2,2	+1,2	+1,1	+3,9	+5,3	0,17	0,09	0,08	0,30	0,41

wegung immer mehr verkürzt, sie wird am Rande selbst Null. (Die in die Gesichtslinie fallende Komponente der zentripetalen Geschwindigkeit als Funktion des scheinbaren Abstands von der Sonnenmitte aufgetragen gibt übrigens eine Ellipse.) Über diese Wirkung der absteigenden Geschwindigkeit lagert sich dann noch ein Randeffekt, der eine Rotverschiebung in der Nachbarschaft des Sonnenrandes bewirkt. Die obigen Ergebnisse für die stärkeren N-Linien werden durch die Annahme einer absteigenden Bewegung des Stickstoffs von 0,3 km/sec ohne Randeffekt genügend dargestellt. Für die schwächeren Linien ergibt sich eine Abstiegsgeschwindigkeit von 0,2 km/sec und ein kleiner Randeffekt von 0,86 Radien. Unter Berücksichtigung dieser Vorstellung erhält Schwarzschild an Linien ohne Randeffekt folgende Ergebnisse unter Berücksichtigung älterer Messungen.

Autor	Linie	Ur-sprung	Inten-sität	Abstiegs-geschwin-digkeit	Reduzierte Geschwin-digkeit
Perot u. Lindstedt[1])	5172,856	*Mg*	20	1,6 km/sec	+0,3 km/sec
St. John[2])	3933,825	*Na*	1000	1,1 „	0,0 „
Schwarzschild ...	3883 usw.	*N*	2—3	0,3 „	0,0 „

Linien mit Randeffekt beobachtet, der in allen drei Fällen bei 0,85 Sonnenradien beginnt und dessen Größe für 0,94 Radien angegeben ist, geben folgendes:

Autor	Linie	Ur-sprung	Inten-sität	Abstiegs-geschwin-digkeit	Rand-effekt	Reduzierte Geschwin-digkeit
Perot[3])..	4625,227	*Fe*	5	0,0 km/sec	0,8 km/sec	—0,1 km/sec
Perot[4])..	5896,155	*Na*	20	1,4 „	0,9 „	+0,1 „
Schwarz-schild .	3883 usw.	*N*	0—1	0,2 „	0,3 „	0,0 „

Zur Erhaltung der „reduzierten Geschwindigkeit" schließt man an Beobachtungen der Punkte der Sonnenscheibe, welche vom Randeffekt noch nicht betroffen sind, eine Ellipse an, so findet man daraus die Abstiegsgeschwindigkeit. Setzt man diese Abstiegsgeschwindigkeit für das Sonnenzentrum in Rechnung, so sollte dadurch Übereinstimmung der solaren mit der terrestrischen Wellenlänge herbeigeführt werden. Der verbleibende Rest, in km/sec umgerechnet, ist von Schwarzschild als „reduzierte Geschwindigkeit" angegeben. Die Kleinheit dieser Reste würde beweisen, daß der Einstein-Effekt nicht existiert.

Schwarzschild faßt seine Ergebnisse zusammen. „Überblickt man alle diese Resultate, so muß man zum mindesten sagen, daß der Einsteinsche Effekt, eine Rotverschiebung von 0,63 km/sec keineswegs klar aus den Beobachtungen hervortritt. Es spricht besonders gegen den Einsteinschen Effekt, daß alle untersuchten schwächeren Linien im Sonnenspektrum, sowohl die des Eisens wie die des Stick-

1) Perot u. Lindstedt, C. R. **152**, 1367, 1911.
2) St. John, Astrophys. Journ. **82**, 36, 1910.
3) Perot, C. R. **151**, 38, 1910.
4) Perot, C. R. **154**, 326, 1912.

Zahlentafel X.

λλ (Rowland)	Intensität	Rand—Mittelpunkt: Kodaikanal λ.-E./1000	Rand—Mittelpunkt: Mt. Wilson λ.-E./1000	Sonne—Lichtbogen λ./E./1000	Summe λ.-E./1000	Bemerkungen	Zahl der Messungen: Rand—Mitte	Zahl der Messungen: Sonne—Lichtbogen
3895,803	7	— 3	—	+14	+11		2	4
3899,850	7	— 4	—	+19	+15		4	4
3903,090	10	— 2	—	+17	+15		4	4
3906,628	10	+ 4	—	+11	+15		5	4
3920,410	10	— 1	+6	+15	+17		4	4
3923,054	12	+ 7	—	+14	+21		4	4
3925,790	5	+ 7	—	+ 5	+12		3	1
3928,075	8	+ 2	—	+18	+20		2	4
3930,450	8	+ 2	—	+14	+16		5	4
3931,269	1	+ 8	—	+ 8	+16		3	1
3935,965	2	+ 4	—	+13	+17		3	1
3937,479	3	+ 3	—	0	+ 3		3	1
3948,925	4	+ 8	—	+ 6	+14		3	1
3950,102	5	+ 6	+6	+ 5	+11		4	1
3956,819	6	+ 6	+7	+ 4	+11		5	4
3966,212	3	+ 4	—	+ 4	+ 8		3	1
3969,413	10	+ 4	—	+14	+18		5	4
3977,891	6	+ 7	+6	+ 6	+13		6	3
3986,321	3	+ 6	—	+ 5	+11		2	1
3998,205	4	+ 7	—	0	+ 7		2	1
4005,408	7	+ 8	+8	+ 8	+16		1	3
4009,864	3	+ 9	—	— 5	+ 4		1	1
4022,018	5	+14	+9	0	+12		1	1
4045,975	30	+ 8	—	+ 6	+14		1	2
4062,599	5	+ 8	—	+ 4	+12		1	2
4063,759	20	+ 8	+8	+ 6	+14		1	4
4071,908	15	+ 3	—	+ 8	+11		1	3
4076,792	4	+ 7	—	+ 3	+10		1	1
4118,708	5	+ 6	—	+ 3	+ 9		3	2
4127,767	4	+ 5	—	+ 5	+10		2	2
4134,840	5	+ 6	—	+ 2	+ 8		2	2
4140,089	6	— 1	—	(+12)	+11	Rand—Lichtbogen, direkte Messung	2	—
4144,038	15	—	+8	+14	+22		—	3
4147,836	4	+ 7	—	(+ 2)	+ 9	„	3	3
4154,667	4	+ 6	—	+ 7	+13		3	2
4175,806	5	+ 6	—	+ 2	+ 8		3	4
4181,919	5	+ 7	—	+ 4	+11		1	6

Zahlentafel X (Fortsetzung).

λλ (Rowland)	Intensität	Rand—Mittelpunkt: Kodaikanal Å.-E./1000	Rand—Mittelpunkt: Mt. Wilson Å.-E./1000	Sonne—Lichtbogen Å.-E./1000	Summe Å.-E./1000	Bemerkungen	Zahl der Messungen: Rand—Mitte	Zahl der Messungen: Sonne—Lichtbogen
4187,204	6	+ 2	—	+ 7	+ 9	unscharfe Linie im Lichtb.	2	3
4191,595	6	+ 3	—	+ 2	+ 5		3	6
4202,198	8	+ 3	+ 5	+11	+15		4	4
4220,509	3	+ 7	+ 8	(0)	+ 8	„ „	1	—
4227,606	4	+ 4	—	+ 5	+ 9		1	2
4233,772	6	+ 7	+ 8	− 1	+ 7		1	3
4236,112	8	— 7	—	+ 4	— 3		1	3
4250,287	8	— 3	—	+ 6	+ 3		3	2
4260,640	10	+ 7	+ 4	+ 7	+12		2	1
4271,325	6	+ 3	—	+ 5	+ 8		3	3
4271,934	15	— 6	+ 6	+ 9	+ 9		2	3
4282,565	5	+ 7	+ 7	+ 7	+14		2	4
4308,081	6	+10	—	+ 8	+18		4	4
4315,262	4	+ 9	+ 8	+ 9	+18		7	4
4325,939	8	+ 2	+ 3	+10	+13		6	6
4337,216	5	+ 8	+ 8	+ 5	+13		6	4
4352,908	4	+ 6	+ 6	+ 4	+10		7	3
4369,941	4	+12	—	+11	+23		2	1
4376,107	6	+ 4	+ 5	+11	+15		2	2
4383,720	15	+ 1	—	+ 9	+10		2	5
4404,927	10	— 1	—	+ 9	+ 8		3	4
4415,293	8	+ 3	—	+12	+15		4	2
4427,482	5	+10	—	+ 3	+13		3	4
4436,785	3	+ 8	+ 8	+ 1	+ 9		4	3
4442,510	6	+ 4	+ 6	+ 8	+13		3	3
4443,365	3	+11	+ 7	+ 4	+13		2	2
4447,892	6	+ 4	+ 5	+14	+18		1	1
4454,552	3	+ 7	+ 7	+ 6	+13		2	2
4461,818	4	+ 7	+ 7	+ 7	+14		3	3
4466,727	5	+ 8	—	+12	+20		2	4
4494,738	6	+ 6	+10	+ 7	+15		3	4
4508,455	4	—	+11	+ 4	+15	*p Fe* in kurzem Lichtb.	—	1
4515,508	3	—	+11	+ 3	+14	„ „	—	1
4522,802	3	—	+10	— 2	+ 8	„ „	—	1
4528,798	8	+ 4	+ 5	+10	+14		4	3
4531,327	5	+ 8	+ 7	+ 5	+12		5	2
4548,024	3	+ 4	+ 8	+ 6	+12		4	2

Zahlentafel X (Fortsetzung).

λλ (Rowland)	Intensität	Rand—Mittelpunkt: Kodaikanal Å.-E./1000	Rand—Mittelpunkt: Mt. Wilson Å.-E./1000	Sonne—Lichtbogen Å.-E./1000	Summe Å.-E./1000	Bemerkungen	Zahl der Messungen: Rand—Mitte	Zahl der Messungen: Sonne—Lichtbogen
4549,642	2	—	+ 8	0	+ 8	*p Fe* in kurzem Lichtb.	—	1
4556,063	3	—	+11	+ 1	+12	" "	—	1
4584,018	4	—	+12	+ 4	+16	" "	—	1
4592,840	4	+ 6	—	+ 8	+14		4	2
4603,126	6	+ 4	—	+ 8	+12		3	2
4607,831	4	+ 7	—	+ 2	+ 9		2	1
4619,468	3	+ 4	—	+ 5	+ 9		2	1
4625,227	5	+ 7	—	— 1	+ 6		2	1
4637,685	5	+ 4	—	+ 1	+ 5		2	1
4638,193	4	+ 5	—	+ 1	+ 6		2	1
4647,617	4	+ 7	—	+ 9	+16		1	2
4654,672	4	+ 6	—	+ 3	+ 9		1	1
4654,800	5	+ 9	—	+ 1	+10		1	1
4667,626	4	+ 6	—	— 1	+ 5		2	1
4679,027	6	+ 6	—	+ 2	+ 8		2	1
4707,457	5	+ 4	—	+ 5	+ 9		1	1
4733,779	4	—	+10	+ 1	+11		—	1
4736,963	6	—	+ 8	+ 1	+ 9		—	1
4787,003	2	—	+ 8	+ 4	+12		—	1
4789,849	3	—	+ 7	+ 6	+13		—	1
4859,928	4	—	+ 9	+ 2	+11		—	3
4871,512	5	+ 8	+ 9	+ 4	+13		1	3
4872,332	4	+ 6	—	+ 3	+ 9		1	3
4890,948	6	+ 5	—	+ 8	+13		1	3
4891,683	8	— 1	—	+10	+ 9		1	3
4903,502	5	+17	—	0	+17		1	3
4919,174	6	—	+ 9	0	+ 9		—	2
4924,107	5	—	+ 9	+ 5	+14	" "	—	?
5018,629	4	—	+ 8	+16	+24	" "	—	2
5083,518	4	—	+ 9	+ 7	+16		—	2
5107,619	4	0	—	+ 4	+ 4		2	2
5107,823	4	+12	—	+ 4	+16		2	2
5139,427	4	+ 3	—	— 3	0	Sonne—kurzer Lichtbog.	2	4
5139,644	4	—	+ 7	0	+ 7		—	5
5162,449	5	+ 6	—	—33	?	schwache u. verwaschene Linie im Lichtbogen	1	1
5167,678	5	+17	—	+16	+33	b_4	1	4

Zahlentafel X (Fortsetzung).

λλ (Rowland)	Intensität	Rand—Mittelpunkt Kodaikanal Å.-E./1000	Rand—Mittelpunkt Mt. Wilson Å.-E./1000	Sonne—Lichtbogen Å.-E./1000	Summe Å.-E./1000	Bemerkungen	Zahl der Messungen Rand—Mitte	Zahl der Messungen Sonne—Lichtbogen
5169,069	3	—1	—	+11	+10		1	2
5169,220	4	+8	—	+18	+26	*p Fe* in kurzem Lichtb.	1	1
5171,778	6	—2	—	+15	+13		1	4
5191,629	4	+6	—	— 1	+ 5	Sonne—kurzer Lichtbogen = —14	1	4
5192,523	5	0	—	+ 2	+ 2	= —11	2	4
5195,113	4	+4	+ 8	+ 6	+12	= — 1	1	4
5216,437	3	+3	—	+ 6	+ 9	= + 1	2	3
5227,362	5	+3	—	+ 3	+ 6		1	3
5233,122	7	0	—	+ 7	+ 7		1	3
5266,738	6	+5	—	— 4	+ 1		1	2
5269,723	8	—1	—	+ 9	+ 8		1	2
5281,971	5	+1	—	— 3	— 2	Sonne—kurzer Lichtbogen = —9	1	2
5283,802	6	+4	—	— 1	+ 3	= —7	1	2
5302,480	5	+3	—	— 3	0		2	2
5316,790	4	+9	+12	— 1	+10	*p Fe* in kurzem Lichtb.	2	1
5324,373	7	+2	—	+ 9	+11		2	2
5328,236	8	+3	—	+15	+18		2	2
5328,721	4	+7	—	+ 8	+15		2	2
5340,121	6	+5	—	— 6	— 1		2	2
5405,989	6	—	+ 9	+ 9	+18	schwach. u. verwaschen. Lichtbogen	—	3
5424,290	6	—	+ 7	+30	+37		—	1
5429,911	6	—	+ 9	+ 6	+15		—	4
5434,740	5	—	+10	+ 8	+18		—	4
5447,130	6	—	+10	+ 5	+15		—	4
5455,834	4	—	+ 8	+19	+27		—	4
5569,848	6	+9	+11	+ 5	+15		4	1
5573,075	6	+5	—	+ 7	+12		4	1
5586,991	7	+5	+10	+ 4	+12		4	2
5615,877	6	+1	+ 9	+ 9	+14		4	—

stoffs, überhaupt nur sehr geringe Verschiebungen sowohl gegen die terrestrischen Linien wie gegen die Mitte der Sonnenscheibe aufweisen. Daß die von Evershed vermessenen Eisenlinien im Durchschnitt gerade die Einsteinsche Verschiebung gaben, beruhte nur auf der zufälligen Mischung starker und schwacher Linien."

Ohne die Ergebnisse von Schwarzschild zu kennen, stellt J. Evershed mit Royds[1]) eine ähnliche Untersuchung an, zu deren Ausgangspunkt eine Arbeit von W. S. Adams[2]) gemacht wurde, der 1909 mit dem 30 Fuß Turmspektrograph auf dem Mount Wilson die Linienverschiebungen am Sonnenrande untersucht hatte. Mit Ausnahme der Linien der höheren Atmosphäre, die geringe oder gar keine Verschiebung am Sonnenrande gegenüber der Sonnenmitte aufwiesen, hatte Adams für alle Linien nachgewiesen, daß sie am Sonnenrande gegenüber der Sonnenmitte eine Rotverschiebung aufwiesen, die mit der Wellenlänge für alle untersuchten Elemente und für Eisen schneller als im direkten Verhältnis zur Wellenlänge anstieg. Adams schloß sich der Halmschen Erklärung an. Eine andere Erklärungsmöglichkeit bot die Annahme einer Bewegung in der Gesichtslinie, unter der Voraussetzung eines radialen Ansteigens, die jedoch wegen der gegenteiligen Beobachtung absteigender Gase nach der Sonnenmitte zu nicht in Frage kam. Es bleibt somit nur die Möglichkeit einer Bewegung parallel zur Sonnenoberfläche unter Annahme des schon früher erwähnten Erdeffektes. Ein erheblicher Druckeffekt kommt nach J. Evershed und Royds nicht in Frage, da sie verschiedentlichst nachgewiesen haben, daß höchstens ein Druck unter einer Atmosphäre für das Gebiet der Eisenabsorption in Frage kommt. Die Randverschiebungen wurden aus der Messungsreihe Rand—Mitte und Mitte—Lichtbogen entnommen. In Zahlentafel X sind die Ergebnisse zusammengefaßt.

Von Platte zu Platte werden Abweichungen beobachtet, die größer sind als die mittleren Fehler der Messung. Die Sonnenrandverschiebungen sind deutlich von der Intensität der Linien abhängig, wie Zahlentafel XI zeigt.

Zahlentafel XI.

Intensität	Zahl der Linien	Verschiebung Sonnenrand—Mitte	Mitte—Lichtbogen
8 u. darüber	24	+ 0,0023 Å.-E.	+ 0,0107 Å.-E.
6 u. 7	33	+ 0,0047 „	+ 0,0063 „
5	26	+ 0,0074 „	+ 0,0037 „
4	34	+ 0,0073 „	+ 0,0051 „
3 u. darunter	20	+ 0,0066 „	+ 0,0038 „

1) J. Evershed u. Royds, On the displacements of the spectrum Lines at the Sun's Limb. Kodaikanal Observatory Bulletin Nr. 39.

2) W. S. Adams, Astrophys. Journ. **31**, 30, 1910.

Die Beziehungen zwischen Randverschiebung und Druckwirkung zeigt Zahlentafel XII.

Zahlentafel XII.

Gebiet	Zahl der Linien	Mittlere Druckverschiebung je Atm.	Mittl. Verschiebung Sonnenrand—Bogen
	A. Linien mit starker Druckwirkung.		
4187—4528	13	+ 0,0097 Å.-E.	+ 0,0092 Å.-E.
4849—5615	14	+ 0,0134 „	+ 0,0096 „
	B. Linien mit geringer Druckwirkung.		
3895—4466	40	+ 0,0022 Å.-E.	+ 0,0140 Å.-E.
4531—5455	19	+ 0,0029 „	+ 0,0140 „

Linien, die stark der Druckwirkung unterliegen, zeigen somit eine geringe Randverschiebung.

Royds[1] hat in einer besonderen Untersuchung die Linienverschiebung bei kurzem und langem Lichtbogen untersucht. Die auftretenden Unterschiede führt er als Dichtewirkung auf, nach den Arbeiten von J. Stark über Linienverbreiterung ist jedoch hierin wohl die Wirkung eines inneren Feldes zu suchen.

Die Verschiebungen symmetrischer Linien in Beziehung zu den Druckverschiebungen sind in Zahlentafel XIII wiedergegeben.

Ein Umstand, der vermuten läßt, daß die Randverschiebung nicht auf Druck zurückzuführen ist, daß z. B. die *e*-Gruppe der Mount Wilson-Klassifizierung Druckverschiebung nach Violett aufweist.

Über die Verhältnisse der Linienverschiebungen am Sonnenrande für solche Linien, deren Druckwirkung nach Violett geht, gibt Zahlentafel XIV Aufschluß.

Über die Verschiebungen am Sonnenrande in Abhängigkeit der Wellenlänge gibt Zahlentafel XV Aufschluß.

Weitere Untersuchungen widmen Evershed und Royds der Untersuchung der Cyan-Banden.

Die Verschiebungen der Cyan-Bande am Rand und in der Mitte der Scheibe geben einen weiteren Grund, der stark gegen die Ansicht spricht, daß Druck die Ursache für die Randverschiebungen ist, da die Banden nicht merklich vom Druck beeinflußt werden und dieser könne die zwischen Rand und Mitte und zwischen Mitte und Lichtbogen auf-

---

1) Royds, Kodaikanal Observatory Bulletin Nr. 38.

gefundenen Verschiebungen nur durch Bewegung in der Gesichtslinie erklärt werden.

W. S. Adams weist (Astrophysical Journ. XXXI, Bd. 30, 1909, und ebenda 1910) auf seine Messungen der Cyan-Banden bei $\lambda\lambda$ 3883 und 4216 hin, für die er eine kleine positive Verschiebung Rand—Mitte findet. Sein mittleres Ergebnis für verschiedene Platten und für 14 Banden nahe 3883 ist + 0,002 Å.-E. Wenige Messungen dieser Banden sind ebenfalls in Kodaikanal ausgeführt worden mit Ergebnissen, die Adams Messungen bestätigen. Es zeigt sich eine relative Verschiebung nach Rot am Rande, die bemerkenswerter kleiner ist als für *Fe*- und *Ti*-Linien. Die mittlere Verschiebung Rand—Mitte der am besten definierten Banden ist + 0,002 Å.-E. nach 5 Platten.

Zahlentafel XIII.

Å.-E.	Druckverschiebung[1]) 8 Atm.	Randverschiebung	Verschiebung in der Sonnenmitte	Gesamtverschiebung
	in Tausendstel Å.-E.			
	A. Linien mit großer Druckwirkung.			
3903,090	+ 22	— 2	+ 17	+ 15
3969,413	+ 22	+ 4	+ 14	+ 18
4045,975	+ 23	+ 8	+ 6	+ 14
4134,840	+ 27	+ 6	+ 2	+ 8
4144,038	+ 29	+ 8	+ 14	+ 22
4202,198	+ 25	+ 4	+ 11	+ 15
4271,934	+ 22	± 0	+ 9	+ 9
4337,216	+ 27	+ 8	+ 5	+ 13
4369,941	+ 23	+ 12	+ 11	+ 23
4383,720	+ 27	+ 1	+ 9	+ 10
4454,552	+ 23	+ 7	+ 6	+ 13
4531,327	+ 29	+ 7	+ 5	+ 12
5227,362	+ 31	+ 3	+ 3	+ 6
5269,723	+ 27	— 1	+ 9	+ 8
5328,236	+ 29	+ 3	+ 15	+ 18
5328,721	+ 26	+ 7	+ 8	+ 15
5405,989	+ 27	+ 9	+ 9	+ 18
5429,911	+ 29	+ 9	+ 6	+ 15
5434,740	+ 27	+ 10	+ 8	+ 18
5447,130	+ 31	+ 10	+ 5	+ 15
5455,834	+ 29	+ 8	+ 19	+ 27
Mittel	+ 0,0264	+ 0,0058	+ 0,0091	+ 0,0149

1) Nach Gale u. Adams, Astrophys. Journ. 35, 8, 1912.

Zahlentafel XIII (Fortsetzung).

Å.-E.	Druckverschiebung 8 Atm.	Randverschiebung	Verschiebung in der Sonnenmitte	Gesamtverschiebung
	in Tausendstel Å.-E.			
	B. Linien mit geringerer Druckwirkung.			
3895,803	+ 11	— 3	+ 14	+ 11
3899,850	+ 12	— 4	+ 19	+ 15
3906,628	+ 11	+ 4	+ 11	+ 15
3920,410	+ 10	+ 2	+ 15	+ 17
3923,054	+ 11	+ 7	+ 14	+ 21
3928,075	+ 12	+ 2	+ 18	+ 20
3930,450	+ 13	+ 2	+ 14	+ 16
3956,819	+ 14	+ 7	+ 4	+ 11
3977,891	+ 17	+ 7	+ 6	+ 13
4005,408	+ 19	+ 8	+ 8	+ 16
4063,759	+ 20	+ 8	+ 6	+ 14
4071,908	+ 21	+ 3	+ 8	+ 11
4282,565	+ 21	+ 7	+ 7	+ 14
4308,081	+ 21	+ 10	+ 8	+ 18
4315,262	+ 19	+ 9	+ 9	+ 18
4325,939	+ 20	+ 3	+ 10	+ 13
4352,908	+ 17	+ 6	+ 4	+ 10
4376,107	+ 18	+ 4	+ 11	+ 15
4404,927	+ 21	— 1	+ 9	+ 8
4415,293	+ 18	+ 3	+ 12	+ 15
4427,482	+ 17	+ 10	+ 3	+ 13
4443,365	+ 19	+ 9	+ 4	+ 13
4461,818	+ 15	+ 7	+ 7	+ 14
4466,727	+ 18	+ 8	+ 12	+ 20
Mittel	+ 0,0164	+ 0,0049	+ 0,0097	+ 0,0146

Die Werte ändern sich beträchtlich von Platte zu Platte und Adams nahm an, daß diese Verschiebung auf die absteigende Bewegung des Cyans in der Mitte der Scheibe zurückzuführen ist, eine Violettverschiebung in der Mitte aber eine relative Rotverschiebung am Rande bewirke.

Offenbar ist die Bestimmung der absoluten Verschiebungen der Cyan-Banden in der Mitte der Scheibe verglichen mit den Banden im Kohlebogen ein Experimentum crucis zur Prüfung der Hypothese von Adams und in Verbindung mit den Randverschiebungen im allgemeinen. Dementsprechend haben Evershed und Royds sehr sorgfältige Messungsreihen der Banden nahe 3883 in 8 Vergleichsspektren des Kohle-

Zahlentafel XIV.

	Druck-verschiebung/Atm.	Mittlere Verschiebung Sonnenrand—Sonnenmitte
Linien, die schwach nach Rot bei Drucksteigerung verschoben werden (λλ 5371, 5397, 5405, 5429, 5434, 5447)	+ 0,004 Å.-E.	+ 0,008 Å.-E.
Linien, die stark nach Rot bei Drucksteigerung verschoben werden (λλ 5393, 5565, 5569, 5573, 5576, 5586, 5603, 5615) .	+ 0,023 „	+ 0,008 „
Linien, die stark nach Violett bei Drucksteigerung verschoben werden (λλ 5365, 5383, 5411, 5415, 5424, 5555, 5565, 5598) .	+ 0,018 „	+ 0,005 „

Zahlentafel XV.

Zahl der Linien	Gebiete	Sonnenrand—Sonnenmitte	Sonnenmitte—Lichtbogen	Sonnenrand—Lichtbogen
		A. Alle Linien außer 2.		
49	3895—4282	+ 0,0046 Å.-E.	+ 0,0069 Å.-E.	+ 0,0115 Å.-E.
45	4308—4789	+ 0,0069 „	+ 0,0052 „	+ 0,0121 „
43	4859—5615	+ 0,0060 „	+ 0,0055 „	+ 0,0115 „
		B. Nur symmetrische Linien.		
23	3895—4325	+ 0,0044 Å.-E.	+ 0,0106 Å.-E.	+ 0,0150 Å.-E.
22	4337—5455	+ 0,0063 „	+ 0,0082 „	+ 0,0145 „

bogens und der Mitte der Sonnenscheibe angestellt, indem sie Kohleelektroden oder eine Kohleelektrode und eine Eisenelektrode benutzten.

In Zahlentafel XVI sind die mittleren Ergebnisse für 2 Messungsreihen von 4 Platten wiedergegeben, jede durch verschiedene Beobachter, die Anfangsbuchstaben N, N, R und E an der Spitze der Reihen 2 und 3 geben die Beobachter Narayana Ayyar, Narayana Ayyar, Royds und Evershed bzw. an.

Jede Reihe von 4 Platten war unabhängig zu verschiedenen Zeitpunkten photographiert und erforderte verschiedene Korrektionen, die für die Erdbewegung relativ zur Sonne anzubringen war. Die zur Messung gewählten Linien oder Banden waren die am besten in der Sonne definierten und frei von augenscheinlicher Überlagerung mit zu andern Substanzen gehörigen Linien. Alle diese waren von Rowland

Zahlentafel XVI.

Verschiebungen der *CN*-Banden im Mittelpunkt der Scheibe in $\frac{A}{1000}$.

λ (Rowland)	N. N. R. 4 Platten	E. 4 Platten
3863,533	+ 10	
3864,438	+ 10	+ 7
3876,448	— 6	+ 1
3876,556 3876,622	+ 6	+ 4
3877,481	— 2	+ 1
3877,587 3877,646	+ 6	+ 6
3879,331 3879,394 3879,458		+ 5
3879,796 3879,851		+ 3
3880,465 3880,532 3880,596		+ 7
3880,815 3880,931	+ 5	+ 4
3881,729 3881,825	+ 8	+ 7
3882,828 3882,893	+ 9	+ 7
Mittel . . .	+ 0,0052 A	+ 0,0045 A

auf *C* allein zurückgeführt. Da die beiden Messungsreihen ganz unabhängig gemacht waren, so wurde eine ziemlich verschiedene Auswahl getroffen, aber die Übereinstimmung der Werte für die gemeinsamen Linien ist so gut, als sie erwartet werden konnte in Anbetracht der Breite mancher dieser Banden, deren Einzellinien nur teilweise auf den Photographien getrennt sind. Es liegt ferner eine allgemeine Übereinstimmung in den Differenzen der Verschiebung für die verschiedenen Linien oder Banden vor. Dies zeigt, daß diese Differenzen nicht auf Messungsfehler zurückzuführen sind, sondern möglicherweise auf die eigenartigen Bedingungen des Lichtbogens, die, wie J. Evershed und Royds gezeigt haben, kleine oder sogar negative Sonnenbogenverschiebungen in dem Falle einiger Eisenlinien hervorzubringen streben. Die beiden Linien 3876,448 und 3877,481, die negative Verschiebungen in

der ersten Messungsreihe gaben und kleine positive Verschiebungen in der zweiten Reihe, scheinen auf diesem Wege getroffen zu sein, und die Differenz in den Messungen mag auf einen kürzeren Bogen, der in der ersten Photographienreihe gegenüber der zweiten angewandt wurde, zurückzuführen sein.

Beide Messungsreihen stimmen darin überein, daß sie eine allgemeine Verschiebung der *CN*-Banden nach Rot in der Mitte der Scheibe im Betrage bis + 0,005 A zeigen, einen Wert, der ziemlich sicher zu klein ist, da der allgemeine Effekt der Bogenbedingungen die Sonne—Bogen-Verschiebungen reduziert. Wenn die Linien, die negative Verschiebungen geben, ausgeschieden werden, wird das allgemeine Mittel + 0,0064 A, entsprechend einer absteigenden Bewegung auf der Sonne von 0,50 km/sec. Dies ist die gleiche Größenordnung der Geschwindigkeit, wie wir sie für Eisen in der Umkehr-Schicht gefunden haben, während dazwischenliegende Geschwindigkeiten an Eisenlinien niedriger und hoher Schichtlage erhalten wurden. Nach St. John stellen die *CN*-Banden eine ziemlich niedrige Schichtlage in der Sonnenatmosphäre dar, oder ungefähr eine mittlere Schichtlage in der Umkehrschicht, sodaß die gefundene Geschwindigkeit in absoluter Überweisung mit den Ergebnissen von J. Evershed und Royds für Eisen ist.

Da das Cyan-Gas in der Sonne in der Mitte der Scheibe absteigt und nicht aufsteigt, so können die Rand—Mitte-Verschiebungen nach Rot nicht erklärt werden als bewirkt durch eine Violettverschiebung in der Mitte. Wenn die Rand—Mitte- und Mitte—Bogen-Verschiebungen addiert werden, beträgt die gesamte oder Rand—Bogen-Verschiebung ungefähr + 0,008 A, was eine Rückwärtsbewegung am Rande parallel zur Sonnenoberfläche von 0,62 km/sec anzeigt. Aber diese Rückwärtsbewegung am Rande läßt eine gleiche Bewegung für Eisen und andere Elemente vermuten. Für Eisen ist die gesamte Verschiebung am Rand, wie wir gezeigt haben, + 0,015 A für symmetrische Linien, und nahezu konstant für verschiedene Spektralgebiete. Dies würde Geschwindigkeiten einschließen, die von 1,1 km/sec bei λ 4000 sich bis auf 0,9 km/sec bei λ 5000 verändern.

Die Geschwindigkeitsauslegung der Randverschiebungen für die Eisenlinien scheint sich Evershed und Royds für die *CN*-Banden aufzudrängen und schließt sehr bemerkenswerte Folgeerscheinungen ein, da anzunehmen ist, daß Eisen und andere gasförmige Substanzen von der Erde zu entgegengesetzten Punkten am Sonnenrand zurückweichen, in der Mitte und über die ganze Sonnenscheibe und um ihren ganzen Umfang. Die Geschwindigkeit wächst von der Mitte gegen den Rand, wo ungehindert

von den dichteren Gasen an der Grundfläche der Umkehrschicht, sie eine Geschwindigkeit von ungefähr 1 km/sec erreicht.

Aber eine beständige Bewegung in relativer Richtung zur Erde und das Bleiben derselben während jeder Jahreszeit bedeutet einen Erdeffekt — ein tatsächliches Zurücktreiben der Sonnengase durch die Erde und auch wahrscheinlich durch die anderen Planeten.

Während J. Evershed und Royds die Unfaßlichkeit dieses Gedankens voll anerkennen, fühlen sie jedoch, daß einige Rechtfertigung dafür in dem anscheinenden Einfluß der Erde auf die Verteilung der Sonnenflecken auf der sichtbaren Scheibe und in den Protuberanzen an den Ost- und Westrändern bestehen mag. Daß die Erde irgendeine Art Einfluß auf die Erscheinungen auf der Sonne ausübt, der nicht von den anderen Planeten geteilt wird, ist eine überraschende und vielleicht unglaubliche Annahme, aber die Tatsache, die jüngst in dieser Beziehung mitgeteilt wurde, ist bis jetzt noch nicht anderweitig erklärt worden.

Es erscheint in der Tat kein Seitenstück zu der Erdeffekt-Annahme zu bestehen, in jedem Fall kann man in Rücksicht auf die *CN*-Verschiebungen, am Rand abgesehen, eine andere Ursache für die Linienverschiebungen als Bewegung oder Druck annehmen. Gemäß der „Relativitätstheorie" von Einstein sollte das Schwerefeld der Sonne die Frequenz des ausgestrahlten Lichtes vermindern, und der mittlere von uns in der Mitte gefundene Rot-Verschiebungseffekt stimmt sehr nahe mit dem theoretischen Schwerefeldeffekt, wie von E. F. Freundlich berechnet (Phys. Zeitschr. 15, 2, 1914) überein. Aber die großen Abweichungen der Verschiebung von Linie zu Linie in der Mitte der Scheibe, die hauptsächlich von der Intensität abhängt, und die Konstanz der Randverschiebungen für verschiedene Wellenlängen sind Tatsachen, die augenscheinlich dieser Erklärung große Schwierigkeiten bereiten würden. Evershed (Kodaikanal Observatory Bulletin No. 36) hat bereits gefunden, daß die Verschiebung in der Mitte der Sonnenscheibe schnell mit der Tiefe abnimmt; sie würde voraussichtlich in einer Tiefe etwas niedriger als die der schwachen Eisenlinien verschwinden, während die Schwerkraft nur geringfügig kleiner als in höheren Schichten sein kann und mag in der Tat größer sein.

Neuere Messungen sind im Evershedschen Observatorium durch

1) Bericht der Kodaikanal- und Madras-Observatories von J. Evershed. Monthly Notices R. A. S. 80, 395—397.

Narayana Ayyar für die Verschiebungen an den Sonnenpolrändern für die Stickstoffbanden bei 3883 vorgenommen worden. 15 Platten der Randspektren und des Kohlebogens und 10 Platten der Spektren von der Mitte der Scheibe geben folgende mittlere Verschiebungen für 10 augenfällige Triplettbanden.

	in Angström	in km/sec
Nordrand . . .	+ 0,0061	+ 0,47
Südrand . . .	+ 0,0088	+ 0,68
Mitte der Scheibe	+ 0,0043	+ 0,33

Die Werte sind viel größer als die, die von St. John für andere Liniengruppen in dem Kohlenbogenspektrum erhalten sind und für sich selbst genommen scheinen sie der Einsteinschen Theorie günstig zu sein. Die systematische Differenz zwischen Nord und Süd zeigt jedoch an, daß die Verschiebung veränderlich ist und somit die Einsteinsche Relativitätstheorie kaum zur Erklärung herangezogen werden kann.

Messungen der Randspektren in hohen Breiten und mit Eisenbogenvergleich zeigen ebenfalls eine Differenz zwischen Nord- und Südrand, obwohl diese ein Jahr später als die Kohlebogenspektren photographiert wurden. Das Ergebnis der Reihe von Platten als Mittel von 10 Linien ist folgendes:

	in Angström	in km/sec
Nordrand . . .	+ 0,0099	+ 0,67
Südrand . . .	+ 0,0134	+ 0,91
Mitte der Scheibe	+ 0,0070	+ 0,47

Alle diese Linien sind vom Poleffekt im Lichtbogen und von der Druckverschiebung frei. Die vorhergehenden Untersuchungen von Evershed haben gezeigt, daß der Druck die Verschiebungen der Eisenlinien in der Sonne nicht beeinflußt. Die Resultate für diese Linien können daher nicht etwa zugunsten der Relativitätstheorie von der Betrachtung ausgeschlossen werden, wie die Messungen der Stickstoffbanden.

Zuungunsten der Relativitätstheorie ist der Umstand anzusehen, daß die Verschiebung im Widerspruch zur Relativitätstheorie für verschiedene Substanzen und verschiedene Linien derselben Substanzen verschieden ist. Frühere sowie neuere Arbeiten von Evershed und seinen Mitarbeitern haben gezeigt, daß keine Proportionalität zwischen Verschiebung und Wellenlänge besteht, wie es die Einsteinsche Theorie fordert.

Die Messungen der Venusspektren bieten die ernsteste Schwierigkeit, da sie augenscheinlich zeigen, daß die Linienverschiebungen nur

in dem von der der Erde zugekehrten Halbkugel der Sonne herkommenden Lichte vorkommen.

Auf die Frage der Verschiebung der Linien des von der Venus reflektierten Sonnenlichtes wird ausführlich noch einzugehen sein.

Die ersten Mitteilungen über die amerikanischen Arbeiten zur Rotverschiebung der Spektrallinien in ihrer Beziehung zur Relativitätstheorie gibt Hale.[1]) Er teilt im Jahresbericht der Sonnenwarte für 1917 folgendes mit:

„St. Johns Untersuchungen über die genaue Bestimmung der Lagen von Sonnenlinien und irdischen Linien sind für verschiedene besondere Fragestellungen benutzt worden, darunter zu einer Prüfung der Relativitätshypothese in ihrer Anwendung auf die Sonnenatmosphäre.

Entsprechend Einsteins allgemeinem Äquivalenzprinzip der Relativität sollten die Linien im Sonnenspektrum und in Sternspektren nach Rot verschoben sein, wenn sie mit entsprechenden irdischen Linien verglichen werden. Die berechneten Verschiebungen, die in dem Fall der Sonne einen Dopplergeschwindigkeitseffekt 0,634 km/sec haben, liegen sehr wohl im Bereich von Sonnenmessungen. Eine ausgedehnte Untersuchung, die auf dem Verhalten der Bandenlinien des Stickstoffes (Cyan) basierte, wurde unternommen, um zu bestimmen, welche Rücksicht auf diese Ableitung aus dem Äquivalenzprinzip für die Deutung von Beobachtungen an Sonnenspektren genommen werden mußte. Diese Linien eignen sich für diesen Zweck, da sie durch Druck nicht verschoben werden. Die Freiheit vom Dopplereffekt wurde dadurch erhalten, daß man Beobachtungen an dem Polrand der Sonne anstellte. Besondere Bedeutung wurde der Auswahl der angewandten Linien in bezug auf die Genauigkeit der Messung und der Freiheit von Überlagerungen beigelegt. Die Wellenlängen in der Sonnenmitte und am Rande und im Kohlelichtbogen werden in Werten der entsprechenden Eisenbezugslinien bestimmt und ihre Wellenlängen für die Sonne nach dem Rowlandschen System wiederbestimmt. Die Verschiebungen Sonne weniger Lichtbogen wurden durch direkte Vergleiche und durch 3 indirekte Methoden bestimmt. Die Verschiebungen Rand weniger Bogen wurden nach 2 Methoden mit dem in der Zahlentafel S. 330 wiedergegebenen Ergebnis abgeleitet.

Die Beobachtungen von größerem Gewicht, d. h. die, die auf Linien niedriger Schicht von der Intensität 00 bis 1 basieren, zeigen eine schwache Aufwärtsbewegung der Dampfschicht gegen die Mitte der

1) G. E. Hale, Annual Report, Director Mount Wilson Solar Observatory Carnegie Institution, Washington Yearbook No. 16, 1917, 209—210.

Zahl der Linien	Intensität	In der Mitte	Am Rande
25	00 zu 1	— 0,0009	
18	2 „ 4	+ 0,0013	
17	00 „ 1		+ 0,0000
18	2 „ 2		+ 0,0036

Scheibe. Eine mögliche Erklärung vom Relativitätsgesichtspunkt ist, daß die Verschiebung gegen Rot durch einen Dopplereffekt ausgeglichen wäre. Aber am Sonnenrande, wo der Dopplereffekt einer solchen Bewegung 0 sein würde, sind die Wellenlängen der Sonne und des Lichtbogens gleich.

Wenn das Mittel für alle Linien betrachtet wird, beträgt die Verschiebung in der Mitte der Scheibe 0 und am Rande 0,0018 Å.-E. Innerhalb der Fehlergrenzen ist zufolge dieser Beobachtungen kein Anzeichen für Verschiebungen in der Richtung der langen Wellenlängen von der Größenordnung 0,008 Å.-E. zu entnehmen, wie sie von dem durch Einstein entwickelten allgemeinen Äquivalenzprinzip der Relativität gefordert werden."

Hale[1]) sagt ferner in seinem Jahresbericht von 1917 folgendes: „Der erfolgreiche Beobachter muß seine Aufmerksamkeit sehr auf die Abscheidung der Fehlerquellen und die kritische Prüfung von plausiblen Hypothesen verwenden, selbst wenn diese sich letzten Endes als falsche Wegweiser herausstellen. So gibt die Relativitätshypothese an, daß die Linien des Sonnenspektrums sehr erheblich nach dem roten Ende verschoben sein sollen, wenn man sie mit entsprechenden Linien in irdischer Lichtquelle vergleicht. Die Prüfung wird ausnehmend schwierig durch die in irdischen Lichtquellen vorherrschenden Bedingungen gemacht, die eigentümliche und veränderliche Verschiebungen der als Bezugslinien dienenden Linien hervorrufen. Aber infolge andauernder und unannehmlicher Arbeiten sind diese Schwierigkeiten überwunden worden. Diese Arbeit lieferte zuverlässige Vergleichs-Bezugslinien und gab auf das Relativitätskriterium eine negative Antwort. Die bei Messung nahe aufeinander liegenden Doppellinien erprobten Unsicherheiten sind gleichfalls herabgemindert worden und der Verschiebungseffekt durch diffuses Licht ist, wie gezeigt wurde, unter den Bedin-

1) George E. Hale, Annual Report of the Director of the Mount Wilson Solar Observatory. Yearbook No. 16 for the year 1917. S. 200.

gungen, die auf dem Mount Wilson vorherrschen, zu vernachlässigen. Dies war der Weg zur Vorbereitung der Prüfung und Aufklärung äußerst geringer Verschiebungen der Sonnenlinien."

St. John hat nach dem Berichte von Hale[1]) weiterhin sehr genau die bei der Messung von eng nebeneinander liegenden Linien auftretenden Fehler mit Hilfe von künstlichen Komplexen bestimmt, bei denen die tatsächliche Trennung und relative Intensität der Komponenten bekannt war. „Dies gestattet, sehr wertvolle Ergebnisse für die Sonnenuntersuchung zu liefern, da die Erscheinung von Kombinationen von Sonnenlinien mit einem hohen Grade von Genauigkeit nachgeahmt werden kann. Vorläufige Ergebnisse zeigen, daß für ein Duplett, bei dem das Maximum der einen Komponente mit dem ersten Minimum der anderen bei der gewöhnlich angenommenen Grenze der spektrographischen Auflösung zusammenfällt, die gemessene Trennung 0,430 mm beträgt, während die tatsächliche Trennung 0,380 mm beträgt. Die gewählte Zusammenstellung stellt ungefähr die Erscheinungsweise und den Maßstab einer Sonnendoppellinie in einem Spektrogramm in der 5. Ordnung des 30-Fuß-(9,14 m)Spektrographen bei einer Trennung von 0,1 Å.-E. dar. Der Fehler stellt eine übermäßige Trennung von 0,013 Å.-E. dar, eine Bestätigung der früheren Fehlerbestimmungen der Zahlentafel von Rowland für enge Doppellinien. Die Untersuchung verspricht, ein Mittel an die Hand zu geben, die Fehlergrenzen festzusetzen, bis zu denen die Messungen eines einzelnen Beobachters zuverlässig sind, und die Möglichkeit ungefähr seine systematischen Fehler in diesen Grenzen zu bestimmen.

Die Vielheit der Fälle, welche die Verschiebung der Linien in irdischen und Sonnenspektren betrifft, hat viele vorläufige Untersuchungen notwendig gemacht, bevor ein hoffnungsvoller Angriff auf die eingeschlossenen Probleme vorgenommen werden konnte. Die Untersuchungen des vergangenen Jahres zeigten, daß innerhalb der Fehlergrenzen systematische Wirkungen der anomalen Dispersion an der allgemeinen Sonnenscheibe abwesend sind, während die des laufenden Jahres Abwesenheit von Verschiebungen gezeigt haben, wie sie von dem Äquivalenzprinzip der Relativität gefordert werden. Sie haben zu der Entwicklung einer Lichtquelle mit Eisenlinien geführt, die von den störenden Einflüssen des Poleffektes frei ist. Durch die Abscheidung der anomalen Dispersion, sowie der Relativität

1) George E. Hale, Annual Report of the Director of the Mount Wilson Observatory. Yearbook No. 16 for the year 1917. S. 210–211.

und der Entwicklung einer Lichtquelle, mit Hilfe derer durch Vergleich die diesbezüglichen Verschiebungen der Eisenlinien im Sonnenspektrum und in Bogenspektren auf Bedingungen in der Sonnenatmosphäre bezogen werden können, ist es nunmehr möglich, die angeschlossenen Sonnenprobleme mit einer größeren Aussicht auf Erfolg in Angriff zu nehmen.

Es ist daher zunehmend einleuchtend, daß Ergebnisse für verschiedene Elemente und ein ausgedehntes Wellenlängenbereich für endgültige Bestimmungen notwendig sind, und daß weitere Beobachtungen für die in der Nähe des Sonnenrandes erhaltenen Bedingungen angestellt werden sollten. Die jetzt in Arbeit befindlichen Untersuchungen zielen auf diese Fragen hin und haben als unmittelbaren Endzweck die Aufstellung eines Systems von Sonnenbezugslinien in Werten von internationalen Einheiten. Diese Bezugslinien werden voraussichtlich aus 3 Beobachtungsreihen abgeleitet werden, für die ein Interferometer und 2 Spektrographen zur Verfügung stehen."

Der Littrow-Spektrograph mit 9,14 m (= 30 Fuß) Brennweite und das Turmfernrohr mit 18,28 m (= 60 Fuß) Brennweite auf dem Mount Wilson wurden von St. John[1]) zur Prüfung der Rotverschiebung verwandt. Ein Gitter von 114×160 mm geteilter Oberfläche und einer Linienzahl von 95000 wurde von dem Physikalischen Laboratorium der John Hopkins Universität zur Verfügung gestellt. Die 3. und 4. Ordnung mit einer Dispersion von 0,56 Å.-E. je mm und 0,36 Å.-E. je mm wurde benutzt. Einen zweifachen Übelstand bedeuten für das Erhalten von engen Vergleichsspektren mit den gewöhnlichen Blendenvorrichtungen am Spalt, wie St. John mitteilt, die unsymmetrischen Enden der Bogenlinien und die unregelmäßigen Enden der Sonnenspektren. Diese Störung wurde dadurch vermieden, daß St. John Violinsaiten auf jeder Seite des mittleren Streifens des Spektrums nahe der photographischen Schicht anordnet. Diese Vorrichtung entfernte gleichfalls die Wirkung eines geringen Astigmatismus, ohne die Bewegung eines Verdunklungsverschlusses einzuführen. Alle anderen möglichen Verschiebungen wurden dadurch vermieden, daß alle Belichtungen gleichzeitig gemacht wurden. Die relativen Helligkeiten wurden mit Hilfe eines umlaufenden Sektors geregelt, wie er schon früher von St. John und Babcock[2]) verwendet wurde. Die Messungsergebnisse

1) Ch. E. St. John, Contr. Mt. Wilson Obs. No. 136; Astrophys. Journ 46, 249, 1917.

2) St. John u. Babcock, Mt. Wilson Contr. No. 106; Astrophys. Journ. 42, 231, 1915.

wurden von zwei oder drei verschiedenen Beobachtern erhalten. Besondere Sorgfalt wandte St. John der Auswahl des Beobachtungsmaterials zu. Während nach St. John anomale Dispersion gelegentliche Wirkungen unter gelegentlich günstigen Dichteverhältnissen in der Sonnenatmosphäre bewirken kann, ist aus Beobachtungen und Untersuchungen, die auf dem Mount Wilson [1]) angestellt worden sind, der Schluß zu ziehen, daß innerhalb der gegenwärtigen Grenzen der Meßgenauigkeit die Lage der Fraunhoferschen Linien im Spektrum der Sonnenlinien nicht systematisch durch anomale Dispersion beeinflußt werden. Irgendeine Wirkung, die auf den Unterschied des Gravitations-Potentiales zwischen Feldern auf der Sonne und Erde zurückzuführen ist, kann von dem Einfluß des Druckes befreit werden, wenn man solche Linien auswählt, deren Druckverschiebungen zu vernachlässigen sind, solche, wie diejenigen der Banden im Kohle-Lichtbogen bei $\lambda\lambda$ 3883, die verschiedentlich Kohle, Cyan und Stickstoff zugeschrieben worden sind. Der Einfluß der Bewegung in der Gesichtslinie kann durch Beobachtungen bei den gleichen Linien an den Polrändern der Sonne ausgeschaltet werden. Die Fülle des ultravioletten Spektrums und die Vielheit der Linien in dem Kohlelichtbogenspektrum machen, nach St. John, die Auswahl von geeigneten Linien, in Hinblick auf die Messungsgenauigkeit und die Verunreinigung durch Überlagerungen mit Linien schwierig, die gegen Druckänderung empfindlich sind. Nach einer Prüfung von Spektogrammen hoher Dispersion wurden Linien ausgewählt, deren Trennung von benachbarten Linien genügend war, um die Messungen von systematischen Fehlern zu befreien. Eine frühere gemeinsame Untersuchung von St. John mit Ware [2]) hatte diese Fehler aufgedeckt. Es war gezeigt worden, daß ihre Größenordnung von dem Grade der Annäherung, der Beschaffenheit und der Intensität der benachbarten Linien abhängt. Die Arbeit von St. John und Ware hatte ebenfalls Angaben geliefert über die für die Trennung von benachbarten Linien erreichbare Grenze der Messung für Spektrographen von der Dispersion und dem Auflösungsvermögen, wie sie St. John benutzte.

Die nach dieser Auswahl schließlich von St. John benutzten Stickstoffbanden sind in Zahlentafel XVII und XVIII zusammengestellt. Da die

---

1) St. John, Mt. Wilson Contr. No. 93 u. 123; Astrophys. Journ. **41**, 28, 1915; **44**, 311, 1916.

2) St. John u. L. W. Ware, The accuracy obtainable in the measured separation of close solar lines; systematic errors in the Rowland table for such lines. Astrophys. Journ. **44**, 357, 380, 1916; Contr. from the Mt. Wilson Solar Observatory No. 120.

Zahlentafel XVII.

Verschiebung der Sonne und Lichtbogenlinien der Stickstoff(Cyan)-Banden in der Sonnenmitte in Å.-E.

Abschnitt A. Linien der Sonnen-Intensität 00—1.

(a) Sonnen-Licht-bogen	Mitte der Sonnenscheibe Rowland-sches System	Inter-nation. System	λ Licht-bogen Inter-nation. System	(b) λ Sonne minus λ Licht-bogen	(c) Row-land minus λ Licht-bogen	Inten-sität Row-land	Serie nach Uhler u. Pat-terson	Ge-wicht
+0,002..	3819,200	0,061	0,062	—0,001	0,138	1 N.	B_1	hoch
+ 002..	3825,260	126	125	+ 001	135	00	C_1	„
— 002..	3833,744	610	610	000	134	0	C_1	mittel
000..	3842,780	644	648	— 004	132	0	—	hoch
+ 001..	3845,152	021	019	+ 002	133	1	B_1	„
000..	3846,667	534	536	— 002	131	00	—	„
000..	3848,981	848	848	000	133	1 N.	B_1	„
+ 002..	3850,784	652	648	+ 004	136	0	B_1	niedrig
000..	3854,192	062	063	— 001	129	0	B_1	hoch
+ 002..	3854,988	855	854	+ 001	134	1	B_1	niedrig
000..	3857,058	926	922	+ 004	136	0	—	hoch
+ 002..	3857,288	156	158	— 002	130	1	B_1	„
+ 002..	3858,723	591	592	— 001	131	0	B_1	mittel
— 002..	3867,116	980	983	— 003	133	0	A_2	hoch
+ 002..	3867,200	064	061	+ 003	139	0	A_2	„
— 003..	3867,908	776	779	— 003	129	1	A_2	„
000..	3868,542	410	410	000	132	1	A_2	niedrig
+ 004..	3868,624	489	486	+ 003	138	00	B_2	„
000..	3868,702	570	572	— 002	130	0	A_2	hoch
+ 003..	3868,782	648	644	+ 004	138	00	A_2	niedrig
— 002..	3872,312	178	181	— 003	131	0	A_2	hoch
— 001..	3876,448	312	315	— 003	133	0	A_1	„
— 001..	3877,482	346	351	— 005	131	1	A_1	„
+ 001..	3879,716	580	579	+ 001	137	1	A_1	mittel
+0,003..	3880,102	0,966	0,964	+0,002	0,138	1	A_1	niedrig
+0,0006.	—	—	—	—0,0002	0,134	—	—	—

Mittlere Zahl der Messungen für die Linie, 13.
Mittlere Abweichung für die Linie, 0,002 A.

Banden große Veränderungen im Aussehen und ihrer Umgebung aufweisen, wurde den einzelnen Linien verschiedene Gewichte beigelegt. Die Wellenlängen der zu der Untersuchung benutzten Linien wurden in Werten der gleichen internationalen Eisenbezugslinien und unter

Zahlentafel XVII (Fortsetzung).

Abschnitt B. Linien der Sonnen-Intensität 2—4 und teilweise aufgelöste Doppellinien.

(a) Sonnen-Lichtbogen	Mitte der Sonnenscheibe Rowlandsches System	Internation. System	λ Lichtbogen Internation. System	(b) λ Sonne minus λ Lichtbogen	(c) Rowland minus λ Lichtbogen	Intensität Rowland	Serie	Gewicht
	R. 346					1	A_1	
+ 0,001 . .	3819,384	0,241	0,244	—0,003	0,140			niedrig
	R. 412					1	A_1	
	R. 406					1	A_1	
— 001 . .	3822,435	290	290	000	145			„
	R. 470					0	A_1	
	R. 745					0	B_1	
000 . .	3830,774	630	637	— 007	137			„
	R. 801					0	B_1	
+ 004 . .	3831,174	038	034	+ 004	140	3	A_1d	„
	R. 639					1	A_1	
+ 005 . .	3836,660	520	516	+ 004	144			„
	R. 689					1	A_1	
+ 005 . .	3844,377	238	235	+ 003	142	4	A_1d	„
— 002 . .	3846,131	993	999	— 006	132	2	B_1	hoch
	R. 777					1	A_1	
000 . .	3846,796	657	656	+ 001	140			niedrig
	R. 814					1	A_1	
+ 004 . .	3851,426	292	286	+ 006	140	2 N.	A_1d	mittel
+ 006 . .	3852,541	408	402	+ 006	139	2 N.	A_1d	niedrig
— 003 . .	3853,621	487	491	— 004	130	2 N.	A_1d	„
+ 006 . .	3856,800	667	665	+ 002	135	2 N.	A_1d	„
+ 004 . .	3858,822	692	684	+ 008	138	2 N.	A_1d	mittel
+ 002 . .	3862,626	493	489	+ 004	137	2	A_1b	niedrig
+ 004 . .	3863,534	402	399	+ 003	135	3 N.	A_1b	„
+ 001 . .	3864,438	308	303	+ 005	135	3	A_1	hoch
+ 003 . .	3865,284	150	150	000	134	3	A_1sB_2	niedrig
000 . .	3866,125	0,989	0,993	—0,004	0,132	3 N.	A_1sB_2	„
+0,0024 .	—	—	—	+0,0012	0,138	—	—	—

Mittlere Zahl der Messungen für die Linie, 22.
Mittlere Abweichung für die Linie, 0,003 A.

denselben Versuchsbedingungen, wie sie später für die Ermittlung der Sonnenwellenlängen benutzt wurden, bestimmt, in Übereinstimmung

mit einer früheren Arbeit von Uhler und Patterson[1]). Das Mittel aus den Reihen beider Beobachter wurde als wahrscheinlicher Wert für die Wellenlängen genommen.

Die kritischen Fragen sind das Verhalten der untersuchten Linien in der Mitte der Sonnenscheibe und ihre Beziehung zu den Mitte- und Randverschiebungen. Entsprechend der Wichtigkeit der wahrscheinlichen Ergebnisse und des begrenzten zur Verfügung stehen Beobachtungsmaterials wurden die Fragen nach verschiedenen Richtungen in Angriff genommen.

Zunächst wurden die Verschiebungen des Kohlelichtbogens gegen die Mitte der Sonnenscheibe bestimmt.

Die Verschiebungen der Sonnenscheibe—Mitte—Lichtbogen wurden an gleichzeitig belichteten Aufnahmen der Sonne und der Mitte eines 6—7 mm langen Kohlelichtbogens bei einem Strom von 6—7 Amp. bestimmt[2]). Die Ergebnisse sind in der 1. Reihe der Zahlentafel XVII zusammengestellt.

Die absoluten Wellenlängen der Sonnenlinien wurden an gleichzeitig belichteten Aufnahmen der Sonne und des Eisenbogens in Werten der gleichen Eisenbezugslinien erhalten, wie sie für die Bestimmung der Lichtbogenwellenlängen gedient hatten. Die Unterschiede zwischen Sonnen- und Lichtbogen-Wellenlängen in der 3. und 4. Reihe der Zahlentafel XVII liefert eine unabhängige Bestimmung der Mitte—Lichtbogen-Verschiebungen, die in der 5. Reihe der Zahlentafel XVII wiedergegeben sind.

Die gegen Druck usw. unempfindlichen Eisenlinien sind im Sonnenspektrum nach Rot verschoben. Die positiven Unterschiede der Rowland-Wellenlängen weniger der internationalen Wellenlängen geben für solche Linien, wenn sie um die entsprechende Verschiebung Sonnenmitte weniger Lichtbogen vermindert werden, die Differenz R—I, die auftreten würde, wenn Sonne und Lichtbogenwellenlängen gleich wären. Für die Linien des in Frage stehenden Spektralgebietes ist der Mittelwert dieses Unterschiedes 0,137 Å.-E., welches St. John „Standard"-R—I bezeichnet. Linien, für welches R—I größer ist als 0,137 Å.-E., sind in der Sonne nach Rot verschoben, solche für die er weniger ist, nach Violett, die Abweichung gegen dieses Mittel sind die Messungen der entsprechenden Verschiebungen der Sonnenmitte gegen den Licht-

1) Uhler u. Patterson, Astrophys. Journ. 42, 438, 1915.

2) Diese und alle anderen Vergleiche zwischen Sonne und irdischen Lichtquellen sind für die Bewegung der Erde verbessert.

bogen. Daher liefert ein Vergleich dieses Standardwertes mit R—1 für den Kohlelichtbogen oder die Stickstoffbanden eine unabhängige Methode für direkte Bestimmungen der Sonnenmitte-Lichtbogen. Es zeigte sich, daß in ihrer Gesamtheit die Kohlelichtbogenlinien nicht bemerkenswert nach Rot im Sonnenspektrum verschoben sind. Eine mögliche Erklärung dieser systematischen Differenz in dem Verhalten der Eisen- und Bandenlinien war die, daß die Rowlandwellenlänge für die 2 Klassen von Linien kein einheitliches System bildet. Es war bekannt, daß Rowland eine genaue Untersuchung dieser Banden vorgenommen hatte. aber es war nicht bekannt, wie seine Wellenlängen auf seine Standards bezogen waren. Die Sonnenwellenlängen der von St. John untersuchten Linien sind daher in dem Rowlandschen System wieder bestimmt worden, die Rowlandschen Werte wurden für die benachbarten Eisenlinien als Bezugslinien benutzt. Es besteht kein systematischer Unterschied zwischen den Messungen von Rowland und denen von St. John. Die Summe der positiven und negativen Unterschiede für 57 Linien betragen + 0,086 und — 0,094 Å.-E. Die Mittel der beiden Meßreihen sind als Wellenlängen des Rowlandschen Systems genommen worden und in die 2. Zahlenreihe der Zahlentafel XVII eingetragen. In der 6. Zahlenreihe sind die Unterschiede Rowland—Internationales System wiedergegeben. Für Linien von der Intensität auf der Sonne 00—1 ist eine mittlere Verschiebung von 0,003 Å.-E. nach dem Violett angegeben und für solche von der Intensität 2—4 eine Rotverschiebung von 0,001 Å.-E.

Eine vierte unabhängige Methode der Bestimmung von Verschiebungen Sonnenmitte—Lichtbogen ist von St. John auf Beobachtungen gegründet, die den Zusammenhang zwischen Rand und Sonnenmitte klarstellen, da die Verschiebungen Sonnenrand—Lichtbogen vermindert um die entsprechenden Werte für Sonnenrand—Sonnenmitte ein weiteres Maß für die Verschiebungen Sonnenmitte—Lichtbogen abgeben.

Eine ausgedehnte Untersuchung wurde über die Verschiebungen am Sonnenrande angestellt.

Die absoluten Wellenlängen der untersuchten Sonnenlinien wurden am Rande in Werten der Eisenbezugslinien, die für die Lichtbogen-Wellenlängen benutzt waren, gemessen. Die Ergebnisse findet man in der 2. Reihe der Zahlentafel XVIII. Gleichzeitige Beobachtungen der Mitte des Eisenbogens und des Sonnenrandes wurden in der Breite von 90° in einem Punkte, der von dem Rande 1/8 des Durchmessers des Sonnenbildes entfernt war, gemacht. Die Verschiebungen am Sonnenrande

Zahlentafel XVIII.

Verhalten der Linien der Stickstoff(Cyan)-Banden am Sonnenrande.
Abschnitt A. Linien der Intensität 00—1.

Linien	(a) λ Sonnenrand	λ Sonnenrand minus λ Lichtbogen	λ Sonnenrand minus λ Mitte	λ Sonnenrand minus λ Mitte	Intensität	Serie	Gewicht
3819,197...	0,064	+0,002	+0,003	+0,003	1 N.	B_1	hoch
3825,256...	126	+ 001	000	+ 003	00	C_1	niedrig
3833,744...	611	+ 001	+ 001	+ 004	0	C_1	mittel
3842,779...	646	— 002	+ 002	+ 005	0	—	hoch
3845,149...	023	+ 004	+ 002	+ 002	1	B_1	mittel
3846,666...	536	000	+ 002	000	00	—	„
3848,979...	846	— 002	— 002	— 002	1 N.	B_1	hoch
3854,191...	065	+ 002	+ 003	+ 004	0	B_1	„
3854,989...	855	+ 001	000	+ 001	1	B_1	niedrig
3857,063...	927	+ 005	+ 001	+ 002	0	—	mittel
3857,288...	156	— 002	000	+ 008	1	B_1	„
3867,118...	982	— 001	+ 002	+ 001	0	A_2	niedrig
3867,906...	779	000	+ 003	+ 002	1	A_2	hoch
3876,448...	310	— 005	— 002	000	0	A_1	„
3877,481...	346	— 005	000	— 002	1	A_1	„
3879,716...	579	000	— 001	— 002	1	A_1	mittel
3880,105...	964	0,000	—0,002	—0,004	1	A_1	„
—	—	0,0000	+0,0007	+0,0015	—	—	—

sind dann λ Rand—λ Lichtbogen. Diese sind in der 3. Zahlenreihe der Zahlentafel XVIII wiedergegeben.

Eine Nachprüfung ist dadurch gegeben, daß man die Verschiebungen Sonnenmitte—Lichtbogen um die unabhängig erhaltenen Verschiebungen Rand—Mitte vermehrt. Letztere wurden nach der von Adams[1]) benutzten Methode gefunden und ebenfalls durch gleichzeitige Beobachtungen der Sonnenmitte und eines Punktes am Rande in der Breite von 90°. Die Mittel der nahe übereinstimmenden Ergebnisse, die diese beiden Beobachtungen geben, sind in der 5. Zahlenreihe der Zahlentafel XVIII unter der Überschrift „Rand weniger Mitte" wiedergegeben.

Es ist ferner zu bemerken, daß die Intensitäten nach Rowland nach Zahlentafel XVII und XVIII in verschiedenen Fällen abgeändert

1) Adams, Astrophys. Journ. 31, 30, 1910; Mt. Wilson Contr. Nr. 43.

Zahlentafel XVIII (Fortsetzung).

Abschnitt B. Linien der Intensität 2—4 und teilweise aufgelöste Doppellinien.

Linien	(a) λ Sonnenrand	λ Sonnenrand minus λ Lichtbogen	λ Sonnenrand minus λ Mitte	λ Sonnenrand minus λ Mitte	Intensität	Serie	Gewicht
3819,346 / 3819,412 ...	0,247	+0,003	+ 006	+0,004	1 / 1	A_1 / A_1	niedrig
3822,406 / 3822,470 ...	291	+ 001	+ 001	+ 002	0 / 0	A_1 / A_1	„
3830,745 / 3830,801 ...	636	— 001	+ 006	— 002	0 / 0	B_1 / B_1	„
3831,174 ...	039	+ 005	+ 001	+ 002	3 d	A_1d	„
3836,639 / 3836,689 ...	523	+ 007	+ 003	+ 002	1 / 1	A_1 / A_1	„
3844,378 ...	239	+ 004	+ 001	+ 004	4 d	A_1d	„
3846,131 ...	997	— 002	+ 004	000	2	B_1	hoch
3846,777 / 3846,814 ...	660	+ 004	+ 003	000	1 / 1	A_1 / A_1	niedrig
3851,427 ...	295	+ 009	+ 003	+ 005	2 N.	A_1d	„
3852,541 ...	406	+ 004	— 002	+ 002	2 N.	A_1d	„
3853,620 ...	492	+ 001	+ 005	+ 004	2 N.	A_1d	„
3856,802 ...	671	+ 006	+ 004	+ 007	2 N.	A_1d	„
3858,822 ...	692	+ 008	000	+ 002	2 N.	A_1d	„
3862,626 ...	494	+ 005	+ 001	+ 001	2	A_1b	„
3863,533 ...	401	+ 002	— 001	000	3 N.	A_1b	„
3864,438 ...	308	+ 005	000	+ 003	3	A_1	hoch
3865,282 ...	154	+ 004	+ 004	+ 002	3	A_1sB_1	niedrig
3866,122 ...	0,995	+0,002	+0,006	+0,004	3 N.	A_1sB_2	„
—	—	+0,0037	+0,0025	+0,0023	—	—	—

werden sollten. Es ist besonders schwierig, die Intensität der Komponenten enger Paare zu bestimmen, im allgemeinen sind die angeführten Werte zu niedrig, z. B. die Doppellinien

$$\left\{\begin{matrix} 3836{,}639, & 1 \\ 3836{,}689, & 1 \end{matrix}\right\} \text{ und } \left\{\begin{matrix} 3846{,}777, & 1 \\ 3846{,}814, & 1 \end{matrix}\right\}$$

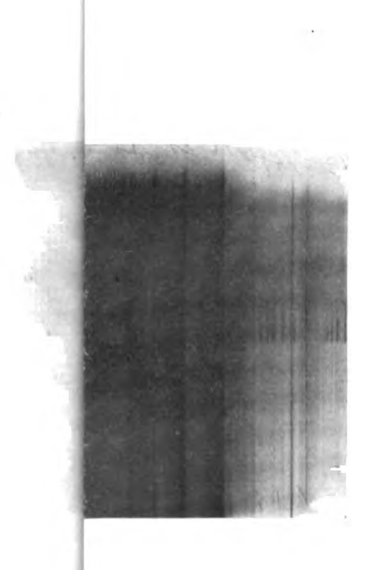
sind wie 3844,378, 4d in Aussehen und Intensität im Lichtbogen wie im Sonnenspektrum gleich. Obwohl ganz verschieden von Rowland bestimmt, sind sie in demselben Abschnitt dieser Zahlentafel eingesetzt

und gleichfalls alle teilweise aufgelösten Dupletts, die als Einzellinien gemessen sind, sind mit stärkeren Linien aufgeführt, die in Wirklichkeit mehr oder weniger Doppellinien von gleichen Linien sind.

Die von St. John untersuchten Linien liegen in einem Gebiet von 60 Å.-E., in welchem Rowland ungefähr 250 Linien als diesen Banden zugehörig anführt. In gleichen Gebieten von Rot und Violett dieser Banden sind 400 und 450 Mittellinien, bzw. wenn das Gebiet $\lambda\lambda$ 3819—3880 gleichfalls reich an solchen Linien ist, so ist die Wahrscheinlichkeit von Überlagerungen unter diesen 250 Bandenlinien hoch. Sie ist am höchsten für breite Linien, die durch die Überlagerung von Komponenten von Doppellinien gebildet werden. Noch höher sogar als für schmale Linien von größerer Intensität. Überdies können die Meßfehler systematisch sein, da häufig die zusammengesetzte Linie unsymmetrisch ist. Da das wahrscheinliche Vorkommen von Überlagerungen am geringsten für schmale Linien ist, so ist die Trennung in Abschnitte A und B bei den Zahlentafeln XVII und XVIII auf die Linienintensität gegründet. Aus diesem Grunde und wegen der höheren Meßgenauigkeit ist den Ergebnissen der Abteilung A ein größeres Gewicht zuzuschreiben. Die Serienteilung ist einer Arbeit von Uhler und Patterson entnommen. A_1 ist nominell eine Einzellinienserie von dem 1. Bandenkopf, aber aller Wahrscheinlichkeit nach eine Reihe von Doppellinien. Ihr schließlicher Doppelliniencharakter erscheint nach Uhler und Patterson bei $\lambda\lambda$ 3860,626, d. h. Linie 47 der Serie. Die Zahl der für die Messung geeigneten Linien der Serie A_1 ist durch die Bedingung begrenzt, daß sie frei von A_2-Linien sind, und dem störenden Einfluß ihres eigenen Doppelliniencharakters. In der kürzeren B_1 und C_1-Serie von Einzellinien vom zweiten und dritten Kopf ist die Verdoppelung kein störender Faktor, da die Komponenten der A_2- und B_2-Dupletts wahrscheinlich von einfacher Natur sind. Die Bedingung, daß die entsprechenden Sonnenlinien viel schwieriger zu messen sind, schränkt das zur Verfügung stehende Material weiter ein. Die Abschnitte mit der Bezeichnung A in den Zahlentafeln XVII und XVIII enthalten nahezu alle untersuchten Linien, die die für die Messung hohen Gewichts nötigen Bedingungen erfüllen. Die mittleren Ergebnisse können folgendermaßen kurz zusammengefaßt werden: Die Größenordnung der Rotverschiebung, wie sie die Einsteinsche Ableitung verlangt, ist 0,008 Å.-E. Verglichen mit diesen zeigen die Ergebnisse der Beobachtungen an der Sonnenmitte eine mittlere Verschiebung von ungefähr 0,001 Å.-E. nach dem Violett für 25 Linien größeren Gewichts und 0,001 nach Rot für die 8 Linien von geringerem Gewicht

upletts, die als Einzel-
ufgeführt, die in Wirk-
leichen Linien sind.
liegen in einem Gebiet
50 Linien als diesen Band-
Rot und Violett dieser Band-
das Gebiet $\lambda\lambda$ 3819–
ist die Wahrscheinlich-
lenlinien hoch. Sie ist
lagerung von Komponen-
her sogar als für schm
önnen die Meßfehler
e Linie unsymmetrisch
rlagerungen am gering
Abschnitte A und B
enintensität gegründet.
genauigkeit ist den Er
zuzuschreiben. Die Serie
Patterson entnomm
dem 1. Bandenkopf
Doppellinien. Ihr schli
Uhler und Patterson
Zahl der für die Mess
e Bedingung begrenzt
den Einfluß ihres eig
und C_1-Serie von Ein
Verdoppelung kein st
B_2-Dupletts wahrschein
, daß die entsprechen
nd, schränkt das zur Ve
Abschnitte mit der
XVIII enthalten
Messung hohen Gewicht
n Ergebnisse können
: Die Größenordnung
insteinsche Ableitung
diesen zeigen die Erge
tte eine mittlere Verschie
lett für 25 Linien größer
en von geringerem Gewicht

Tafel I.



L. C. Gla- lag von S. Hirzel in Leipzig.

oder eine *Verschieb*
zurückzuführende
strahlenden *Mittel*
zwischen den berec
Sonnenscheibe *einen*
dem Violett von d
aufhebt. **Anormale**
Rot verschieben. D
nicht erheblich durch
scheinlichkeit, *daß d*
abhängt. Von den be
lichkeit *einer nach*
dämpfe mit einer Ges
welche den angenomm
würde die Radialbewe
Dopplereffekt würde v
0,008 Å.-E. würde au
am Sonnenrande in er
Abschnittes A in der
zwischen Sonnenrand u
dafür, daß man di
Unter dem höchsten
Zeichen für Verdoppel
die Möglichkeit für Übe
mit nicht verunreinigt
liegenden Linien ist gen

Wenn die Ergebni
und breitere Linien de
die Verschiebung nach
des von Einstein bere
angezeigte Verschiebun
Linien anderer Elemen
daß eine Rotverschiebu
meine Regel ist, wenn
und das Mittel für 12
lagerungen mit solcher
tung am Sonnenrande
Randeffekt und gewöhn

Adams fand für
schiebung relativ zur M

oder eine Verschiebung von Null für 43 Linien. Da eine auf Relativität zurückzuführende Verschiebung unabhängig von dem Charakter der strahlenden Mittelpunkte sein würde, erfordert dieses Abweichen zwischen den berechneten und beobachteten Werten für die Mitte der Sonnenscheibe einen Einfluß der Verschiebungen der Sonnenlinien nach dem Violett von der Größenordnung, der den vorausgesagten Effekt aufhebt. Anormale Dispersion würde, wenn wirksam, die Linien nach Rot verschieben. Die Wellenlängen der angewandten Linien werden nicht erheblich durch Druck beeinflußt. Es besteht ferner keine Wahrscheinlichkeit, daß die Wellenlänge von der Temperatur der Lichtquelle abhängt. Von den bekannten Gründen bleibt nur noch die Wahrscheinlichkeit einer nach auswärts gerichteten Radialbewegung der Sonnendämpfe mit einer Geschwindigkeit von 0,643 km/sec in dieser Schicht, welche den angenommenen Gravitationseffekt aufhebt. Am Sonnenrande würde die Radialbewegung längs der Beobachtungslinie verlaufen, der Dopplereffekt würde verschwinden und die Gravitationsverschiebung von 0,008 Å.-E. würde auftreten. Für die Linien, von denen die Messung am Sonnenrande in erster Linie abhängt, nämlich die 17 Linien des Abschnittes A in der Zahlentafel XVIII ist die mittlere Verschiebung zwischen Sonnenrand und Lichtbogen null. Es bestehen drei Gründe dafür, daß man diesem Mittel ein hohes Gewicht beilegt. Unter dem höchsten Auflösungsvermögen zeigen die Linien keine Zeichen für Verdoppelung. Die geringe Breite der Linien vermindert die Möglichkeit für Überlagerung und verstärkt die Möglichkeit, daß man mit nicht verunreinigten Linien arbeitet. Ihre Trennung von nebenliegenden Linien ist genügend, um genaue Messungen vornehmen zu können.

Wenn die Ergebnisse geringeren Gewichts für 18 nicht einheitliche und breitere Linien des Abschnitts B eingeschlossen werden, so beträgt die Verschiebung nach Rot am Sonnenrande 0,018 Å.-E. oder ein Viertel des von Einstein berechneten Wertes. Die durch die breiteren Linien angezeigte Verschiebung muß indessen auf das Zusammenfallen mit Linien anderer Elemente zurückzuführen sein. Adams fand nämlich, daß eine Rotverschiebung der Metallinien am Sonnenrande eine allgemeine Regel ist, wenn man von der Mitte zum Sonnenrande übergeht und das Mittel für 120 Linien 0,007 Å.-E. ist. Nicht erkannte Überlagerungen mit solchen Linien führen eine systematische Rotverschiebung am Sonnenrande für Linien ein, die nicht empfindlich für den Randeffekt und gewöhnlich nicht verlagert sind.

Adams fand für 14 Linien des ultravioletten Randes eine Verschiebung relativ zur Mitte von 0,002 Å.-E. nach Rot, welches mit dem

Mittel für 35 Linien in Zahlentafel XVIII von St. John sich in Übereinstimmung befindet. Adams führte diese Verschiebung zwischen Sonnenmitte und Sonnenrand auf aufwärts gerichtete Mitführungsströme zurück. 25 Linien des Abschnittes A der Zahlentafel XVII, Linien der niedrigsten Schicht, zeigen ein Aufsteigen der Dämpfe vom Sonneninnern mit 0,08 km/sec an. Dies steht in guter Übereinstimmung mit 0,12 km/sec, die von Adams angegeben wurden.

Die Rotverschiebung, wenn man von der Sonnenmitte nach dem Sonnenrande ausgeht, scheint für diese Linien niedriger Schicht auf das Verschwinden des Doppler-Effektes am Rande in den aufsteigenden Strömen an der Schicht, wo diese schwachen Linien entstehen, zurückzuführen zu sein. Für die starken Linien des Abschnitts B können die kleinen Rotverschiebungen in der Sonnenmitte durch eine Abwärtsbewegung in einer höheren Ursprungsschicht zurückzuführen sein, in welche alle Linien höherer Schicht verwickelt sind. Beide, sowohl schwache wie starke Linien, hängen von der Größe der Messungsfehler ab und es kann diesem bestimmten Verhalten keine große Bedeutung beigegeben werden.

Bei einer Untersuchung über das Verhalten von Calciumdampf in einer Höhenschicht in der Sonnenatmosphäre wurden die Wellenlängen der H- und K-Linien im Lichtbogen und am Sonnenrand mit folgendem Ergebnis bestimmt:

Zahlentafel XIX.

	H_3	K_3
1 mm vom Rande	3968,478	3933,667
am Rande	3968,476	3933,665
im Lichtbogen	3968,476	3933,667

Obwohl die enge Übereinstimmung zwischen Sonnen- und Lichtbogenwellenlängen z. T. zufällig sein mag und die Ansicht für die Gleichheit der Wellenlängen nicht unnötig überspannt zu werden braucht, zeigen die Beobachtungen mit einem großen Grad von Wahrscheinlichkeit an, daß die Differenz nicht von dem Betrage von 0,008 Å.-E. ist, wie dies nach dem Relativitätsprinzip erforderlich wäre.

Da der Gravitationseffekt proportional der Wellenlänge ist, sollte die Verschiebung für Linien großer Wellenlänge augenscheinlicher sein. Die Ergebnisse auf dem Mount Wilson für die vergleichsweisen Wellenlängen der Eisenlinien in der Sonne und im Lichtbogen geben für 25 Linien der B-Gruppe bei der mittleren Wellenlänge 6300, eine mittlere Rotverschiebung in der Sonnenmitte von 0,004 Å.-E. anstatt von 0,0013 Å.-E., wie nach der Relativitätstheorie erforderlich wäre. Die Unterschiede zwischen berechneten und beobachteten Werten

sind zu groß, um auf Beobachtungsfehler geschoben zu werden. Interessant ist zu bemerken, daß St. John bei Niederschrift der Arbeit noch nicht im Besitz der Arbeit von Schwarzschild war, so daß in der Arbeit kein genauer Vergleich der Ergebnisse stattfindet. Dies soll an dieser Stelle späterhin nachgeholt werden.

St. John findet die Annahme von Evershed und Royds einer rückläufigen Bewegung der Sonnenatmosphäre im Mittelpunkt der Sonne und überall rings im Umfang etwas überraschend, wo die Rückbewegungsgeschwindigkeit, wie angenommen wird, ungefähr 1 km in der Sekunde beträgt. Von dieser angenommenen Strömung der Sonnendämpfe von der der Erde zugekehrten Halbkugel nach allen Punkten des Sonnenrandes wird behauptet, daß sie sich auf einen Rücktrieb der Sonnengase durch die Erde zurückführen lasse. Evershed und Royds begründen diese Hypothese mit der Rotverschiebung, die sich bei ihren Messungen der Linie der Bande bei 3883 anzeigt. Sie kennen die Schwierigkeiten, die mit dem Gedanken verknüpft sind, aber sie glauben, daß keine andere Erklärung vorliegt. Der entscheidende Punkt ist das Verhalten solcher Linien am Sonnenrande.

Wie die Zusammenstellung auf S. 340 und 341 ergibt, bestätigen die Beobachtungen am Mount Wilson, die sich auf eine größere Zahl von Linien beziehen, die am Kodaikanal gefundenen Ergebnisse nicht. Für Linien des höchsten Gewichtes ist weder eine Rotverschiebung in der Mitte noch am Sonnenrande vorhanden. Die Messungen sind nach St. John außerordentlich schwierig und die Ergebnisse müssen mehr oder weniger durch die Auswahl der Linien und durch das Auflösungsvermögen und die Dispersion der benutzten Spektrographen beeinflußt werden. Die Verschiebungen, die zwischen Mitte und Lichtbogen in Kodaikanal und auf dem Mount Wilson beobachtet wurden, das Aussehen dieser Linien auf Platten und die geschätzten Gewichte der Messungen vom Mount Wilson sind in Zahlentafel XX wiedergegeben. Die unaufgelösten Tripletgruppen A_1, A_2 nahe dem Kopfe der Bande, wo die A_2-Duplets anfangen aufzutreten und sich von A_1 zu trennen, sind in Sonne und Lichtbogen unsymmetrisch. Nachdem der Tripletcharakter erkennbar wird, wechseln die Komponenten fortschreitend an Intensität und Abstand, so daß Ablesungen an diesen Liniengruppen schwierig und mit systematischen Fehlern behaftet sind, bis die Trennung genügend ist, um eine Linie genügend frei zu bekommen.

Die Gewichte der Messungen am Mount Wilson sind in erster Linie auf dem Grad der Trennung aufgebaut.

Evershed und Royds sind der Meinung, daß die negativen

Zahlentafel XX.
Das Aussehen der in Kodaikanal benutzten Linien auf Mount Wilson-Platten.

Linien	Intensität	Mitte minus Lichtbogen Kodaikanal	Mitte minus Lichtbogen Mt. Wilson	Im Lichtbogen	In der Sonne
3863,533	3 N.	+0,010	+0,002	A_1	
3864,438	3	+ 008	+ 003	A_1	
3876,448	0	— 002	— 003	A_1	
3876,556 3876,622	0 0	+ 005	+ 003	A_2 A_2	
3877,481	1	— 001	— 003	A_1	
3877,587 3877,646	0 0	+ 006	+ 002	A_2 A_2	
3879,331 3879,394 3879,458	1 0 0	+ 005	—	A_1 A_2 A_2	
3879,796 3879,851	0 0	+ 003	+ 003	A_2 A_2	
3880,465 3880,532 3880,596	1 2 1	+ 007	+ 003	A_1 A_2 A_2	
3880,815 3880,931	1 1	+ 004	+ 003	A_1 A_2 A_2	
3881,729 3881,825	1 1	+ 008	+ 002	A_1 A_2 A_2	
3882,828 3882,893	1 0	+0,008	+0,002	A_1 A_2	
Mittel	—	+0,005	+0,0015	—	—

Verschiebungen für 3876 und 3877 auf Lichtbogenbedingungen zurückzuführen sind und daß die allgemeine Rotverschiebung, die von ihnen zu 0,005 Å.-E. beobachtet worden ist, aus demselben Grunde zu klein ist. Sie geben an, daß die allgemeine Wirkung der Lichtbogenbedingungen es ist, die Sonne—Lichtbogenverschiebungen herabzusetzen. Wenn Licht nahe von dem Pol eines Eisenlichtbogens genommen wird, oder wenn ein kurzer Bogen mit starkem Strom gebraucht wird, sind die Sonne—Lichtbogen-Verschiebungen für eine große Gruppe von Eisenlinien negativ. Dies ist jedoch nicht für die Linien aller Elemente beobachtet worden. Eine Prüfung des Kohlebogens auf diese Poleffekte zeigt nach St. John, daß die Wellenlänge dieser Wellenlinien frei von diesem störenden Einfluß ist.

Es wurden zu diesem Zwecke gleichzeitig Belichtungen des Mittelpunktes eines Kohle-Lichtbogens mit dem 30 Fuß Spektrographen in der 5. Ordnung eines Michelson-Gitters mit 66000 Linien gemacht. Die Skala des Spektrogramms ist 3 mm auf 1 Å.-E. Diese Ergebnisse sind für Linien der Serie A_1, B_1, C_1, A_2, B_2 wiedergegeben. Es tritt keine solche Unsicherheit, wie sie die Eisenlinien der Eisengruppe D und E zeigen, auf. In dem Falle $\lambda\lambda$ 3876 und $\lambda\lambda$ 3877 kann eine beobachtete Violettverschiebung aus der Nähe der Linien auf der roten Seite hergeleitet werden, wenn die Dispersion und das Auflösungsvermögen ungenügend sind, da dann das Bestreben für den Beobachter beim Ausmessen besteht, die violette oder rote Komponente von engen Paaren nach dem Violett bzw. Rot zu verlagern [1]).

Bei dem Spektrogramm vom Mount Wilson ist die Auflösung vollständig und die Trennung von in der Nähe liegenden Linien genügend, um einen gleichmäßig intensiven Hintergrund auf beiden Seiten der Linien zu haben, eine Versuchsbedingung, die für genaue Messungen notwendig ist und denen Genüge geleistet werden muß. Zwei ähnliche Linien, $\lambda\lambda$ 3879 und $\lambda\lambda$ 3880, näher dem Kopf und weniger getrennt von den auf der roten Seite nebengelagerten Linien, deren Messungen vermutlich mehr zu Fehlern dieser Art zuneigen, geben 0,000 und + 0,002 Å.-E, das Mittel aus den 4 ist — 0,001 Å.-E. Da eine Anzahl anderer Linien von gleicher Intensität ein ähnliches Ergebnis zeigen, scheint es wahrscheinlich, daß kleine Verschiebungen für diese Linien niedriger Schichthöhe kennzeichnend sind, und daß innerhalb der Fehlergrenzen Violettverschiebungen aus diesem Grunde allein nicht verworfen werden müssen. Diese Beobachtungen entfernen die von Evershed und Royds empfundene Notwendigkeit, einen Erdeffekt anzunehmen, der die Sonnengase von der der Erde zugekehrten Halbkugel wegtreibt und überlassen die Frage des Randeffektes weiteren Untersuchungen, wo Druck, Schichthöhe und Linienintensität als die maßgebenden Erscheinungen auftreten. Als Zusammenfassung seiner Arbeit gibt St. John an: 1. Die Wellenlängen der Liniengruppen in den Bandenspektren des Stickstoffs (Cyans) sind in der Mitte und am Rande der Sonne und im Kohlelichtbogen in Werten der entsprechenden Eisenbezugslinien gemessen worden, und ihre Sonnenwellenlängen sind in dem Rowlandschen System wieder bestimmt worden.

2. Sorgfalt ist auf die Linienauswahl verwendet worden im Hin-

1) St. John u. Ware, Mt. Wilson Contr. Nr. 120; Astrophys. Journ. **44**, 15, 1916.

blick auf Genauigkeit der Messungen und die Freiheit von Überlagerungen, welche besonders wichtig ist für Beobachtungen am Rande, wo die Messungen außerordentlich schwierig sind und Überlagerungen mit Metallinien systematische Fehler von dem Vorzeichen, wie sie von der Relativitätstheorie erfordert werden, einführt.

3. Sonne—Lichtbogen-Verschiebungen sind im Mittelpunkt der Sonne direkt nach 3 indirekten Methoden bestimmt worden.

4. Rand, Mitte und Rand—Lichtbogen-Verschiebungen sind je nach 2 Methoden bestimmt worden.

5. Die Sonne—Lichtbogen-Verschiebungen für Eisenlinien in dem Gebiet wurden gemessen und aus diesen ein Standardwert für die Differenz Rowland—Internationales System für Linien gefunden, die keine Verschiebung in der Sonnenmitte zeigten. Mit diesen Werten wurden die entsprechenden R—I-Werte für die ausgewählten Bandenlinien verglichen.

6. Die mittleren Sonnenlichtbogenverschiebungen in der Sonnenmitte beträgt für 25 Bandenlinien von der Intensität 00—1 — 0,001 Å.-E. und für 18 Linien von der Intensität 2—4 + 0,0014 Å.-E. mit einem Mittelwert 0 für 43 Linien.

7. Die mittlere Verschiebung Sonne—Lichtbogen am Sonnenrande für 17 Bandenlinien der Intensität 00—1 ist 0,000 Å.-E., für 18 Linien von der Intensität 2—4 ist die Verschiebung + 0,0036 Å.-E. mit einem Mittel von + 0,0018 Å.-E. für 35 Linien.

8. Die Schlußfolgerung ist:

Innerhalb der Fehlergrenze läßt sich aus diesen Beobachtungen keine Verschiebung nach längeren Wellenlängen, weder in der Mitte noch am Rande der Sonne von der Größenordnung von 0,008 Å.-E. nachweisen, wie dies nach dem Relativitätsprinzip erforderlich wäre.

9. Es ist ein Randeffekt vorhanden, der nicht auf Bewegung zurückzuführen ist. Bei dem Druck schwankt Höhe und Linienintensität in wechselndem Maße, als verschiedene Elemente beteiligt sind.

Am Kodaikanal-Observatorium wurden einige Messungen der Verschiebungen zwischen Sonne und Lichtbogen für die Banden und Linien der Cyanbandengruppe bei $\lambda\lambda$ 3883 gegeben. Diese stellen ein mittleres Resultat nach 8 Platten dar und geben ungefähr eine Rotverschiebung von 0,005 Å.-E. für die Mitte der Sonnenscheibe und nach Messungen an Rand und Mitte der Platten eine Rotverschiebung von + 0,008 Å.-E. am Sonnenrande.

Nach Evershed[1]) ist die Verschiebung dieser Banden bei der Sonne von besonderem Interesse, da sie nicht in bemerkenswertem Maße Druckverschiebungen oder Poleffekten im Lichtbogen unterworfen sind, so daß man die Gesamtheit des Effektes entweder der Bewegung in der Gesichtslinie oder dem Gravitationseffekt zuschreiben kann, der sich aus der Einsteinschen Relativitätstheorie ergibt. Evershed betrachtet die normale Dispersion nicht als einen wirksamen Umstand für die Verschiebung von Sonnenlinien. Wenn man annimmt, daß die Verschiebung am Rande von $+ 0{,}008$ Å.-E. auf eine Wirkung der Bewegung in der Gesichtslinie zurückzuführen ist, so steht man dem schwierigen Gedanken gegenüber, daß die Erde diese Bewegung beeinflußt, d. h. also das Cyangas an allen Punkten des Sonnenrandes mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 0,62 km/sec wegtreibt. Wenn man auf der anderen Seite annimmt, daß Einsteins Relativitätstheorie richtig ist, sollte man die Auffindung einer Rotverschiebung, nach Ausschluß anderer Ursachen für Verschiebung, erwarten, die einer Geschwindigkeit von 0,634 km/sec gleichsteht oder innerhalb der Fehlergrenzen der Messungen den gleichen Wert, den Evershed oben für die Verschiebung am Sonnenrande angibt. Evershed gibt an, daß bei dem Stand der Dinge mit seinen Messungen im Jahre 1918 die Angelegenheit durch dieses Ergebnis nicht erledigt werden konnte, wegen der Schwierigkeiten bei der Messung der Triplets, die die Bande bilden, besonders am Sonnenrande und wegen der Wahrscheinlichkeit von Linien anderer Elemente, die mit diesen Bandenlinien vermischt sind. Diese Linien müssen eine anscheinende Verschiebung nach Rot oder Violett ergeben, entsprechend wie die eingelagerte Linie zufällig die rote oder violette Seite der Cyanbande überlappt. In der kurzen Reihe von 12 Linien und Banden, die am Kodaikanal-Observatorium gegeben wurden, mag ein Vorwalten solcher scheinbaren Verschiebungen nach Rot zu vorgelegen haben, oder schließlich müssen die Messungen durch irgendeinen systematischen Fehler, besonders in dem Falle der teilweise aufgelösten Triplets, gefälscht sein. Evershed gibt somit selbst eine Erklärung für seine augenscheinlich zu hohen Werte an.

St. John hat versucht, die Aufgabe zu lösen, indem er 43 einzelne Linien, bei denen keine Störung bei der Messung auftreten kann, wie bei den breiten Banden oder teilweise aufgelösten Triplets nahe dem Kopf der Serien. Wenn man diese Linien in zwei Gruppen

---

1) J. Evershed, „The Displacement of the Cyanogen Bands in the Solar Spectrum". The Observatory Bd. 41, 1918, Okt.-Nr. 531, S. 371—375.

einteilt, die eine mit Anschluß von 25 Linien von der Intensität zwischen 0,0 und 1 und die andere mit 18 Linien von der Intensität zwischen 2—4, so findet St. John in der Mitte der Scheibe eine große Reihe von Verschiebungen, meistens nach Rot, die zwischen + 0,006 und — 0,003 Å.-E. schwanken. Für die schwächeren Linien beträgt die Mittelverschiebung nur + 0,006 Å.-E., aber für die stärkeren Linien beträgt sie + 0,0024 Å.-E. Dies ist das Ergebnis seiner direkten Vergleichsmethode bei gleichzeitiger Belichtung von Sonne und Kohlenbogen. Wenn St. John indirekte Methoden anwendet, so erhält er noch kleinere Werte, und seine Schlußfolgerung ist, daß die mittlere Verschiebung aller gemeinsamen Linien Null ist.

Wenn man zu den Verschiebungen Sonnenrand—Lichtbogen übergeht, die eine direktere Beziehung zum Einstein-Effekt wegen der Bestimmung der möglichen Bewegung der Gase in der Richtung des Sonnenhalbmessers haben, so hat St. John eine Gesamtzahl von 35 Linien der gleichen Serien von schwachen und starken Linien, welche für die Bestimmung der Sonnenmitte—Lichtbogen benutzt werden, verwendet. Aus diesen erhält St. John 23 Linien mit Rotverschiebung, 8 mit Violettverschiebung und 4 mit der Verschiebung null. Wiederum geben die stärkeren Linien größere Verschiebungswerte; das Mittel von 18 starken Linien ist eine Rotverschiebung von + 0,0037 Å.-E., während das Mittel von 17 schwachen Linien Null ist und für die genannte Serie nur + 0,0018 Å.-E. beträgt. Der Schluß von St. John aus der ganzen Untersuchung ist folgender: innerhalb der Fehlergrenzen dieser Messungen ist keine Wahrscheinlichkeit für eine Verschiebung nach längeren Wellenlängen weder in der Mitte noch am Sonnenrande von der Ordnung von 0,008 Å.-E., wie sie das Relativitätsprinzip erfordert. St. John hat ebenfalls in der Mitte der Sonnenscheibe die Tripletbanden nahe dem ersten Kopf bei $\lambda\lambda$ 3883 gemessen und seine Resultate mit denen am Kodaikanal-Observatorium verglichen mit dem Ergebnis, daß, während die Vorzeichen der Verschiebungen mit den Messungen von Evershed übereinstimmen, die Rotverschiebung am Kodaikanal-Observatorium systematisch überbestimmt zu sein scheint. Die mittlere Rotverschiebung für 11 Linien oder Banden beträgt + 0,0015 Å.-E. nach Messungen auf dem Mount Wilson und + 0,005 Å.-E. nach Messungen am Kodaikanal-Observatorium. Evershed stimmt mit St. John darin überein, daß seine Ergebnisse dem Relativitätsprinzip vollständig ungünstig sind. Aber Evershed meint, daß seine Messungen nicht als endgültige Erledigung der Frage an-

gesehen werden können, ob irgendeine Verschiebung der Cyanbande in der Sonnenmitte oder am Rand besteht, eine Frage, die abgesehen von der Relativitätstheorie von großem Interesse und großer Bedeutung ist. Mit Beziehung auf die Verschiebung am Sonnenrande gibt St. John nicht an, wieviel Platten gemessen worden sind, auch fehlen die Zeitpunkte ihrer Belichtung. Es ist eine allgemeine Erfahrung, daß bei Sonnen—Lichtbogen-Messungen einzelne Platten abnorme Werte geben und den Ergebnissen wenig Vertrauen geschenkt werden darf, die an einem Tage erhalten worden sind, da es wahrscheinlich erscheint, daß veränderliche Radialströmungen in der Sonne diese Messungen in der Sonne in hohem Grade stören. Die Ergebnisse der Messungen am Kodaikanal-Observatorium beziehen sich auf Platten, die zu acht verschiedenen Zeitpunkten aufgenommen worden sind. Der Einschluß von einer großen Anzahl sehr schwacher Linien durch St. John ist nach Evershed gleichfalls eine offene Frage. St. John gibt an, daß das wahrscheinliche Vorkommen von Überlagerungen für die engsten Linien am geringsten ist. Daher wurden diesen die höchsten Gewichte erteilt, aber die breiteren Linien und Banden sind, obwohl sie wahrscheinlich leichter zu Überlagerung Anlaß geben, weniger durch überlagerte Linien als enge Linien verschoben, z. B. hat die Cyanbande bei 3880 in der Sonne dieselbe relative Breite wie im Lichtbogen, wenn man sie mit den übrigbleibenden Tripletbanden vergleicht. Doch ist sie augenscheinlich mit einer fremden Linie innerhalb dieser Tripletstruktur überlagert, aber diese Überlagerung ändert ihre mittlere Wellenlänge nicht. Andererseits ist die enge Linie bei 3876,448, die das dritte Glied eines Triplets bildet, nach Messungen von Evershed in der Sonne zu stark, um dem Cyan zugeschrieben zu werden. Diese Linie wird wahrscheinlich durch eine Überlagerung verschoben, da sie eine Verschiebung von Null oder wahrscheinlich eine Violettverschiebung zeigt, während die zwei anderen Glieder dieses Triplets eine mittlere Rotverschiebung, in der Mitte der Sonnenscheibe, ergeben. Dieser Linie gibt St. John ein höheres Gewicht. St. John gibt ferner höheres Gewicht den feinen hohen Linien wegen der Genauigkeit ihrer Messungen. Es ist nach Evershed richtig, daß die stärkeren, sehr engen Linien leichter zu messen sind nach der gewöhnlichen Methode als die weiteren Linien. Aber er hat gefunden, daß wegen ihrer Lichtschwäche die meisten dieser von St. John gemessenen Linien sehr schwierig zu messen sind und sehr unbefriedigende Linien für diese Messungen darstellen, besonders bei dem Randspektrum. In einigen Fällen besteht nach Evershed ebenfalls eine Unwahrschein-

lichkeit, ob diese wirklich Cyanlinien in der Sonne darstellen, z. B. die Linie 3842,980,

welche relativ stärker in der Sonne ist, und es sind verschiedene andere Linien, einschließlich der Linie 3876,448,

welche nach der Schätzung von Evershed stärker in der Sonne sind als sie sein sollten, wenn sie auf Cyan allein zurückzuführen wären. Die Linien 3868,542
3868,704

sind von gleicher Intensität im Lichtbogen, aber die erstere ist augenscheinlich die stärkere der beiden in der Sonne und daher verunreinigt. Von den stärkeren Linien sollten nach Eversheds Ansicht 3846,1
3853,6

aus der Zahlentafel von St. John ausgelassen werden, da ihre Intensitäten in der Sonne zu groß sind, ebenfalls die Linie 3866,1. da sie in der Sonne
verschwommen wird.

Nach der Ansicht von Evershed sollte das größte Gewicht den Messungen erteilt werden und in der Tat darauf beschränkt werden, die sich auf stärkere Linien und Banden beziehen, die dieselbe Breite und relative Intensität im Kohlenbogen haben, mit Ausschluß aller derer, die in irgendeiner Weise in der Sonne und im Lichtbogen verschiedentlich erscheinen. Nach diesen Gesichtspunkten hat Evershed eine Auswahl von 30 Linien und Banden zwischen 3819 und 3882, die nach seiner Ansicht ziemlich zuverlässige Mittelwerte ergeben werden, besonders wenn sie nach der viel befriedigenderen Methode der Überlagerung von hellen Linienbildern des Lichtbogenspektrums auf die dunklen Bilder des Sonnenspektrums gemessen werden. Auf diesem Wege wird die doppelte Verschiebung gemessen, und die Banden und Triplets zeigen keine Schwierigkeit oder systematische Fehler und sind in der Tat leichter zu messen als die feinen Linien. Nach dieser Methode nimmt man ein Paar gleicher Negative A und B, von denen jedes einen mittleren Streifen der Sonne mit der Umrahmung des Kohlenbogens an beiden Seiten hat, oder, was noch vorzuziehen ist, mit einer kleinen Überlagerung. Das Negativ A ist dann auf das Negativ B, Schichtseite auf Schichtseite, gelagert, auf dem Positiv-Negativ-Mikrometer, und die Spektren werden seitlich verschoben, so daß die Bogenlinien bei B mit den Sonnenlinien bei A zusammenfallen. Da die Spektren nicht umgekehrt sind, gibt es keine Unstimmigkeit in den Ergebnissen und die Lichtbogentriplets fallen in

die Sonnentriplets in sehr befriedigender Weise. Evershed hat auf diesem Wege der Messung seine früheren Ergebnisse für die Mitte der Sonnenscheibe bestätigt, aber erhält nicht geringeren Mittelwert für die ganze Reihe der Linien und Banden. Die Mittel sind ungefähr eine Rotverschiebung von 0,004 Å.-E. in der Mitte der Scheibe und eine Rotverschiebung von 0,006 Å.-E. an den Polrändern. Es sind dies nur vorläufige Werte und es muß die Vollendung einer langen Messungsreihe abgewartet werden; es ist ferner zu bemerken, daß noch eine große Unregelmäßigkeit bei dem Wert der Verschiebung für einzelne Linien besteht. Eine Reihe von Spektren großer Dispersion sind während einiger Wochen im März und April 1918 während einer Reihe von besonders klaren Tagen erhalten worden. Aber nur eine vorläufige Reihe von Messungen ist bisher durchgeführt worden. Mittlerweile hat R. E. Pocock, der Direktor des Nizamiah-Observatoriums, während seines Urlaubs im Kodaikanal-Observatorium eine unabhängige Reihe von Serien sowohl am Rande als in der Mitte der Scheibe nach der gewöhnlichen Methode gemacht. Die Ergebnisse Pococks sind von großem Interesse, da sie nicht nur ausgesprochene Unterschiede zu verschiedenen Zeitpunkten klarlegen, sondern ebenfalls eine systematische Differenz zwischen den Nord- und Südpolrändern. Am Nordrand und in der Nähe des Äquators scheint die mittlere Verschiebung zwischen Rand und Lichtbogen ein wenig von seinen Ergebnissen für Sonnenmitte und Lichtbogen abzuweichen und ist ungefähr eine Rotverschiebung von + 0,004 Å.-E., während am Südpol alle Platten eine viel größere Verschiebung übereinstimmenderweise zeigen, deren Mittel eine Rotverschiebung von + 0,0081 Å.-E. oder gerade gleich der Einsteinverschiebung ist. Es besteht keine instrumentelle Ursache für diese Differenz, da die Nord- und Südränder unter genau den gleichen Bedingungen aufgenommen wurden. Die Belichtung von Lichtbogen und Sonne wurde in jedem Falle gleichzeitig gemacht und der Spektrograph ausreichend gegen Temperatureinflüsse geschützt. Es ist nach Evershed bedauerlich, daß St. John nicht angibt, ob seine Resultate aus dem Mittel für beide Polränder abgeleitet sind oder ob nur ein Pol photographiert worden ist. Wenn man die Ergebnisse von St. John mit den mittleren Ergebnissen für einzelne Linien vergleicht, indem man alle von Evershed und Pocock gemessenen Platten nimmt, so findet man keine irgendwie bedenkliche Abweichung, ausgenommen in dem Falle der Tripletbanden nach dem ersten Bandenkopf bei 3883, wo die Ergebnisse von Evershed und Pocock größere Werte als die von St. John geben. Die

Platten, soweit sie bis jetzt gemessen sind, bestätigen gleichfalls die vorher erwähnten Ergebnisse von Evershed. Der Hauptpunkt, in dem Evershed von St. John abweicht, ist die Anzahl der zu messenden Linien und der Umstand, welchen Linien ein höheres Gewicht gegeben werden sollte. Nach den Ergebnissen der neuen Messungen von Evershed und Pocock am Kodaikanal-Observatorium ist Evershed vollständig überzeugt, daß die Cyanbanden an der allgemeinen Rotverschiebung der Spektrallinien sowohl in der Mitte der Scheibe wie am Rande teilnehmen. Aber es zeigt sich, daß die Verschiebung des vorausgesagten Gravitationseffektes, während er für die Eisenlinien in vielen Fällen zweimal so groß ist, im Sonnenrande so groß ist, wie ihn die Relativitätshypothese erfordert. Wenn man die Relativitätstheorie ausschaltet, so bleibt der Erdeffekt bestehen, und sogar, wenn man annimmt, daß die Verschiebungen einer Vereinigung der Wirkung der Relativität und der Bewegung zuzuschreiben sind, ist der Erdeffekt für die Bewegungskomponente in Richtung der Erdbewegung nicht zu vermeiden. Eine sehr einfache Erklärung der andererseits sehr auffallenden Randverschiebungen ist, nach Angaben von Evershed, augenscheinlich bisher übersehen worden. Wenn die größte Mehrzahl der Fraunhoferschen Linien in Wirklichkeit schwach und unsymmetrisch und nach Rot zu abschattiert sind, so wird die Mitte des Schwerpunktes einer Linie eine Verschiebung nach Rot zu zeigen, je länger der Weg der Photosphäre durch die absorbierende Schicht ist. Obwohl die metallischen Linien in der Sonne anscheinend vollständig symmetrisch und nach beiden Seiten gleich ausgebildet sind, so zeigt jedoch das Verhalten der Bogenlinien des Eisens bei $^3/_4$ Atm. Druck, die nach der Positiv-Negativ-Methode von Evershed untersucht worden sind, daß ein sehr großer Anteil der Eisenlinien schwach nach Rot verschoben ist, und dies läßt vermuten, daß eine ähnliche Wirkung dieser Art ebenfalls bei den Sonnenlinien besteht. Auf welchem Wege man auch möglicherweise die Verschiebungen Sonnenrand zwischen Lichtbogen deuten mag, so ist Evershed in der Lage, jetzt mit St. John festzustellen, daß seine Ergebnisse ganz ausgesprochen der Relativitätstheorie ungünstig sind[1]).

1) Die Ergebnisse Eversheds stehen also, im Gegensatz zu den Mitteilungen von Einstein, mit dessen Relativitätstheorie durchaus nicht im Einklang.

Physikalisches Institut der Universität Würzburg.

(Eingegangen 19. September 1922.)

Über die Hysteresis der Glimmentladungscharakteristik.

Von R. Seeliger (nach Versuchen mit G. Sommer).

(Mit 18 Figuren.)

Inhaltsübersicht.

1. Literatur.

Die reguläre Glimmentladung zeigt fast stets die Eigenschaft, daß die Charakteristik bei wachsendem Strom nicht zusammenfällt mit der bei abnehmendem Strom; durchläuft die Entladungsstromstärke i einen vollständigen Zyklus, so durchläuft die Entladungsspannung e nicht eine einfache doppelt besetzte Kurve, sondern es gehören zu jedem i-Wert zwei e-Werte, die Charakteristik hat die Form einer Schleife. Derartige Hysteresisschleifen der Charakteristik sind bereits mehrfach beobachtet und auch genauer untersucht worden. Wertheimer[1]) hat Wechselstromcharakteristiken von Röntgenröhren oszillographisch auf-

---

1) Wertheimer, Diss. Göttingen 1911.

genommen; neben einer ausgeprägten kapazitiven Wirkung der Entladung fand Wertheimer Hysteresisschleifen von mehreren 100 Volt Breite, bei denen der aufsteigende Ast je nach dem Druck der Gasfüllung über oder unter dem absteigenden lag. Herweg[1]) untersuchte die Schwingungscharakteristik einer kugelförmigen Entladungsröhre mit Aluminiumscheibenkathoden und fand ebenfalls ausgeprägte Hysteresis und die Umkehrung der Schleifenlage mit dem Druck. Die Charakteristik wurde nicht direkt aufgenommen, sondern aus den Abweichungen zwischen den Messungen und der Aussage der Kaufmannschen Formel für das Auftreten von Schwingungen auf eine scheinbare Selbstinduktion der Entladung geschlossen, die einer Hysteresis äquivalent ist. Während sich diese Arbeiten beziehen auf „dynamische" Charakteristiken, hat sich wohl zuerst Fischer[2]) mit langsam durchlaufenen Zyklen beschäftigt, die man als „quasi-statische" Charakteristiken bezeichnen könnte. Es finden sich auch hier, und zwar in Entladungsröhren der üblichen Art, ausgeprägte Schleifen; beachtenswert ist die Feststellung verschiedenen Verhaltens der positiven Säule auf den beiden Ästen hinsichtlich des Auftretens von Schichten, der Schichtenlänge usw. Auch Reiche[3]) hat bei quasistatischer Änderung hysteresisartige Erscheinungen festgestellt, und zwar nicht nur in der eigentlichen Glimmentladung, sondern auch in der unselbständigen Strömung. Endlich gehören einige Beobachtungen von Soss[4]) hierher, wie sich überhaupt in der Literatur noch manche gelegentliche Hinweise finden dürften. Bekannt sind die Hysteresiserscheinungen des Lichtbogens, die geradezu das klassische Gebiet für dieselben bilden und mit denen der Glimmentladung manche Verwandtschaft zeigen; dagegen handelt es sich bei den Hysteresisschleifen der Art, wie sie z. B. Porter[5]) an Wehneltröhren festgestellt und durch verschiedene Entladungsformen mit verschiedenen Stabilitätsbereichen in der einen und anderen Richtung der Stromänderung erklärt hat, um Erscheinungen, die von den hier interessierenden grundsätzlich verschieden sind.

2. Theoretische Vorbemerkungen.

Die Hysteresis der Glimmentladung ist wie alle sog. „Nachwirkungs- oder Vererbungserscheinungen" dadurch charakterisiert, daß

1) Herweg, Phys. Ztschr. **13**, 689, 1912.
2) Fischer, Phys. Ztschr. **14**, 703, 1913.
3) Reiche, Ann. d. Phys. **52**, 109, 1917.
4) Soss, Diss. Marburg, 1912.
5) Porter, Phys. Rev. **1**, 189, 1919.

der Zustand zur Zeit t nicht gegeben ist durch die Momentanwerte gewisser Parameter zu dieser Zeit, sondern daß er von der ganzen Vorgeschichte abhängt. Die Charakteristik ist dann also nicht mehr zu beschreiben durch eine Kurve $e = e\ (i)$ in der $(i,\ e)$-Ebene, sondern nur durch sog. „Kurvenfunktionen", deren namentlich von Volterra [1]) entwickelte Theorie sich bis jetzt jedoch nur in sehr begrenztem Umfang und unter unnötigen mathematischen Schwierigkeiten hier anwenden ließe. Das Wesentliche können wir besser durch die folgenden allgemeinen Überlegungen erkennen, die wenigstens einigermaßen eine geometrische Veranschaulichung zulassen.

Die Entladespannung e hänge ab von gewissen Parametern p, die ihrerseits Funktionen der Stromstärke i und der Zeit t sein sollen, und zwar in der impliciten für die Nachwirkung charakteristischen Weise; die Werte der p zu einer bestimmten Zeit t sollen also nicht nur abhängen von dem Momentanwert $i\ (t)$ zu dieser Zeit, sondern von allen vorher gegangenen Werten. Tragen wir nun ein p als Fläche über der $(i,\ t)$-Ebene auf, so ist diese Fläche im Falle der hysteresisfreien Charakteristik eine Zylinderfläche um die t-Achse; im allgemeinen Fall der Hysteresis ist eine solche Darstellung aber nicht mehr möglich, sondern es werden jetzt zu jedem Ausgangspunkt und zu jeder Veränderung andere Flächen gehören, die natürlich auch keine Zylinderflächen mehr sein werden. Durchlaufen wir mit dem Strom z. B. den Zyklus $(i_0,\ t_0) \rightarrow (i_1,\ t_1) \rightarrow (i_0,\ t_2)$, so wird p nicht mehr zum Ausgangspunkt $p_0\ (i_0,\ t_0)$ zurückkehren, sondern einen davon verschiedenen Wert $p_1\ (i_0,\ t_2)$ annehmen, wie dies aus der Fig. 1 ohne weiteres zu entnehmen ist; wir werden es also mit einer typischen Hysteresis zu tun haben. Der Wert dieser geometrischen Betrachtungsweise liegt darin, daß sie unmittelbar die Rolle der Veränderungsgeschwindigkeit $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)$ erkennen läßt, der eine physikalische Bedeutung zukommt. Physikalisch müssen wir uns nämlich vorstellen, daß die Potentialverteilung in der Entladung und damit e abhängt von gewissen Gebilden (räumliche Ladungen, Temperaturverteilung im Gas, Oberflächenschichten auf den Elektroden usw.), die durch die Parameter p definiert sind. Diese Gebilde entstehen und verändern sich unter der Wirkung des Stromes derart, daß sie bei konstantem Strom einem nur noch von diesem abhängigen Gleichgewichtszustand zustreben; die Einstellungsgeschwindigkeit dieses Zustandes wird durch

1) Volterra, Fonctions de Lignes. Gauthiers-Villars 1913.

die genannten Größen $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)$ beschrieben. Gehen wir nun auf die oben benutzte geometrische Darstellung zurück, so heißt dies, daß die Schnittkurven unserer p-Fläche mit Ebenen i = const. die Form von Sättigungskurven haben werden, die mit wachsenden t je nach der Vorgeschichte konkav oder konvex zur (i, t)-Ebene sein werden und je nach der Größe von $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)$ schneller oder langsamer in Gerade $p =$

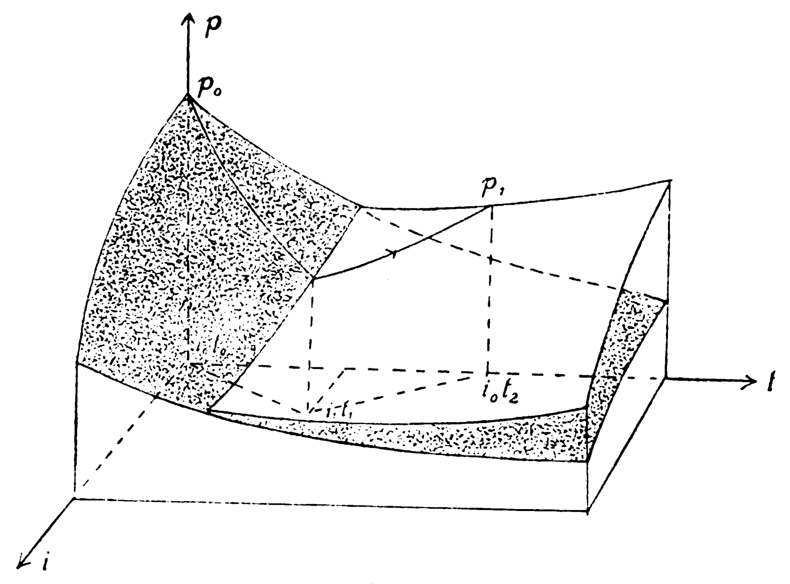


Fig. 1.

const. übergehen (vgl. dazu Fig. 2). Abgesehen davon, daß man die p-Fläche aus lauter solchen Kurven konstanten Stromes zusammensetzen könnte, von denen am wichtigsten die zu $i = 0$ gehörende ist, weil sie die „spontane" Veränderung eines einmal gebildeten p angibt, ist es nun möglich, die Veränderungsgeschwindigkeit $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)$ in Verbindung zu setzen mit der beobachteten Hysteresis. So erkennt man z. B., daß bei gegebenem zeitlichen Verlauf des Stromes $i(t)$ in zwei speziellen Fällen praktisch keine Hysteresis zu beobachten sein wird trotz einer zeitlichen Trägheit der Parameter p. Der eine tritt ein, wenn $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)$ sehr groß und die Zeit, in welcher i einen Zyklus durchläuft

oder allgemein sich merklich ändert, groß genug ist; dieser Fall geht für $\frac{\partial p}{\partial t} = \infty$ über in den trivalen der überhaupt hysteresisfreien Entladung. Physikalisch durchlaufen die p-Werte dann praktisch eben nur Gleichgewichtswerte, da das Gleichgewicht sich sehr schnell einstellt, geometrisch ist der Sachverhalt etwa aus der in Fig. 2 schematisch gezeichneten p-Fläche zu entnehmen. Der zweite Fall findet

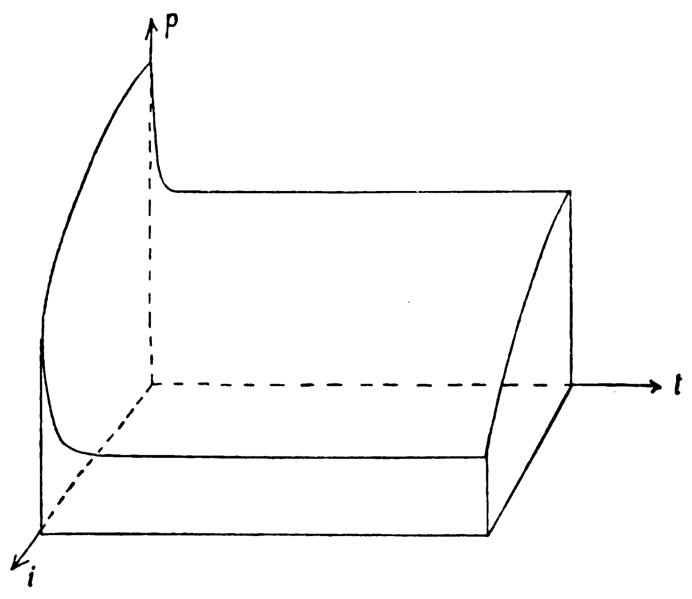


Fig. 2.

umgekehrt statt, wenn $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)$ klein ist und die Zeit, in der i einen Zyklus durchläuft oder sich merklich ändert, ebenfalls klein ist und ist wiederum aus der geometrischen Darstellung sofort anschaulich, in welcher nun die p-Flächen sehr nahe Zylinderflächen gleichen würden und dies um so mehr, über je kürzere Zeiten sich die Beobachtung erstreckt. Man hat dann also den zunächst vielleicht überraschenden Fall einer Entladung vor sich, die bei raschen Zyklen keine, bei langsamen jedoch unter Umständen durchaus merkliche Hysteresis zeigen würde. Wir werden später ein Beispiel für eine solche Entladung kennen lernen und sehen, daß es sich bei diesen Betrachtungen nicht nur um rein theoretische Konstruktionen handelt.

In Wirklichkeit liegen die Dinge nun natürlich so, daß der unmittelbaren Messung zugänglich der Strom i und die Entladespannung e sind und beide bei Änderung der äußeren Bedingungen, d. h. der äußeren elektromotorischen Kraft oder eines in Serie mit der Entladung liegenden Ohmschen Widerstandes sich ändern; diese Änderung geht vor sich nach Maßgabe der bekannten Charakteristikenkonstruktion, so daß man zunächst die geometrische Veranschaulichung durch die p-Flächen mit dieser verbinden muß. Sie erweist sich auch

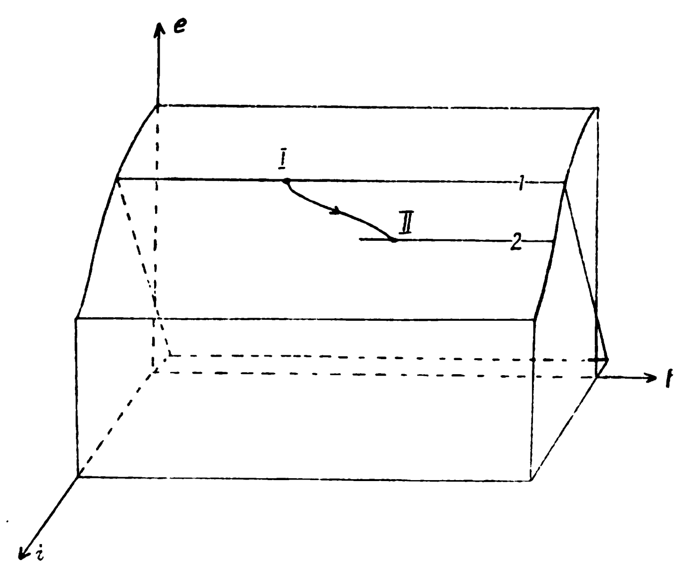


Fig. 3.

hier als nützliches Hilfsmittel; bei zu weiter Ausdehnung aber verlieren sich derartige Betrachtungen wie man bald erkennt in unfruchtbarer Kompliziertheit, so daß wir uns darauf beschränken wollen, spezielle Fälle herauszugreifen. Liegt im Entladungskreis die elektromotorische Kraft E und der Widerstand W, so sind Strom i und Spannung e gegeben durch

$$E = i\,W + e; \quad e = e_0\,(i),$$

wenn man den stationären Zustand abwartet und also $e = e_0\,(i)$ die statische Charakteristik ist. Im (e, i, t)-Diagramm, das nun an Stelle der bisher benutzten (p, i, t)-Flächen treten soll, ist $e_0\,(i)$ dargestellt durch eine Zylinderfläche, die von allen Ebenen $t =$ const. in der statischen Charakteristik geschnitten wird und der Zustand der Ent-

ladung ist gegeben durch die Gerade parallel zur t-Achse, in welcher in bekannter Weise eine Ebene die Zylinderfläche schneidet, welche parallel der t-Achse läuft, auf der e-Achse die Strecke E abschneidet und mit der (i, t) Ebene den Winkel arctg W bildet (Fig. 3)[1]. Geht man durch Änderung von E oder W nun sehr langsam von einer solchen Ebene zu einer anderen über, so wandert der Zustandspunkt auf der Zylinderfläche von I nach II. Erfolgt der Übergang jedoch

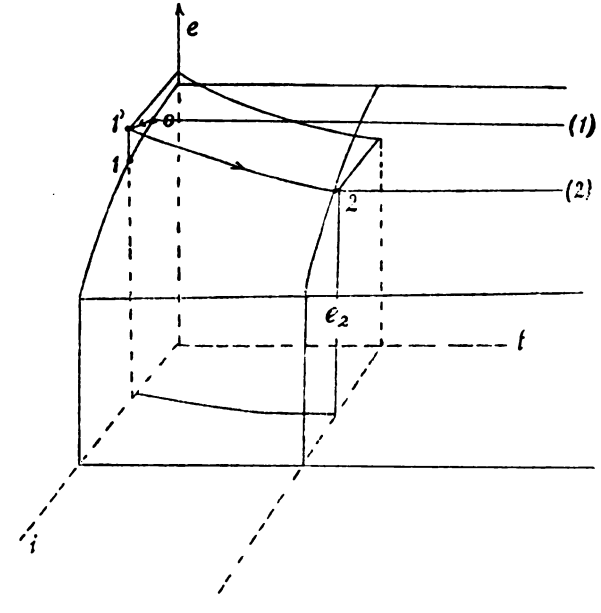


Fig. 4.

plötzlich durch sprungweise Änderung von E oder W, so entfernt sich der Zustandspunkt von der Zylinderfläche. Er springt von 0 (Fig. 4) nicht nach 1, sondern nach 1', um von hier allmählich von selbst in den Punkt 2 einzulaufen. Die Sachlage wird besonders einfach, wenn man als statischen Ausgangspunkt 0 den Punkt $i = 0$, $e = 0$ wählt, d. h. also, wenn man die Entladung zur Zeit $t = 0$ zündet. Dann stellt sich nicht sogleich der den bei der Zündung herrschenden und dann weiterhin aufrecht erhaltenen äußeren Bedingungen E und W

1) Anmerkung bei der Korrektur: Die genannte Ebene ist in der Figur versehentlich nach hinten statt nach vorne gegen die $(i\ t)$ Ebene geneigt eingezeichnet.

entsprechende Zustand ein, sondern er wird erst nach einiger Zeit erreicht. Entsprechend diesem „Anklingen" des statischen Zustandes gibt es natürlich auch ein „Abklingen", worunter folgendes zu verstehen ist. Wenn die Entladung einige Zeit gebrannt hat, sind die p-Flächen (Fig. 3) die statischen Zylinderflächen geworden und der Zustandspunkt wandert auf diesen im Lauf der Zeit vorwärts auf den achsenparallelen Geraden, welche den äußeren Bedingungen entsprechen. Denken wir uns die Entladung gelöscht und den Zustandspunkt weiter beobachtet, so würden wir finden, daß er nicht in seiner letzten Stellung (eben vor dem Verlöschen) stehen bleibt, sondern von selbst weiter wandert nach einer Lage hin, die dem jungfräulichen Znstand der Entladungsröhre entspricht. Während aber das Anklingen einfach in der Weise untersucht werden kann, daß man die Entladung zündet und nach dem Zünden den zeitlichen Verlauf von i und e aufnimmt, lassen sich analoge Messungen für das Abklingen offenbar nicht anstellen, wenn dieses ungestört (im stromlosen Zustand) erfolgen soll. Man erhält jedoch weuigstens eine Übersicht über die Verhältnisse, wenn man zu verschiedenen Zeiten nach Verlöschen der Entladung diese jeweils für möglichst kurze Zeit wieder zündet und die entsprechenden Werte von i und e bestimmt; allerdings superponieren sich dann, wie dies aus der Besprechung der Einzelheiten hervorgehen wird, über das Abklingen die während der kurzen Wiederzündzeiten stattfindenden in entgegengesetztem Sinn verlaufenden Veränderungen, die jedoch um so weniger stören werden, je seltener man die ungestörte Abklingung unterbricht.

Zwischen der Form der Hysteresisschleife und dem Vorgang des Anklingens bzw. Abklingens läßt sich noch eine wichtige Beziehung angeben. Wie bereits bekannt war, gibt es nämlich zwei grundsätzlich voneinander verschiedene Arten von Hysteresisschleifen, die sich unterscheiden durch die relative Lage des zu wachsendem und zu abnehmendem Strom gehörenden Schleifenteils zueinander. Liegt (Abszisse ist stets i, Ordinate e) der aufsteigende Ast über dem absteigenden, so bezeichnet man die Hysteresis als „positiv", liegt er unter dem absteigenden, als „negativ". Bei positiver Hysteresis gehört also (Fig. 5a) zu demselben Stromwert i_1 eine größere Entladespannung e, wenn man von kleineren Stromwerten $i_0 < i_1$ her kommt als wenn man von größeren i_2 kommt ($e_{01} > e_{21}$). Im Sinn einer Deutung durch Nachwirkungs- oder Trägheitserscheinungen ist dies so zu verstehen, daß beim Übergang $i_0 \rightarrow i_1$ die zu kleineren Stromstärken gehörenden Zustände nachwirken in der Richtung, daß e erhöht wird und um-

gekehrt beim Übergang $i_2 \rightarrow i_1$ die zu größeren Stromwerten gehörenden in Richtung einer Verkleinerung von e. Würde man also bei $i = i_1$ stehen bleiben, so würde sich der zu i_1 statisch gehörende e-Wert einstellen in der in Fig. 5b angedeuteten Weise. Gehen wir nun über zu der üblichen Charakteristikenkonstruktion Fig. 5c (die im Anschluß an die früheren Betrachtungen ein Querschnitt durch die e-Flächen für eine Ebene $t =$ const. ist), so haben wir die Verhältnisse

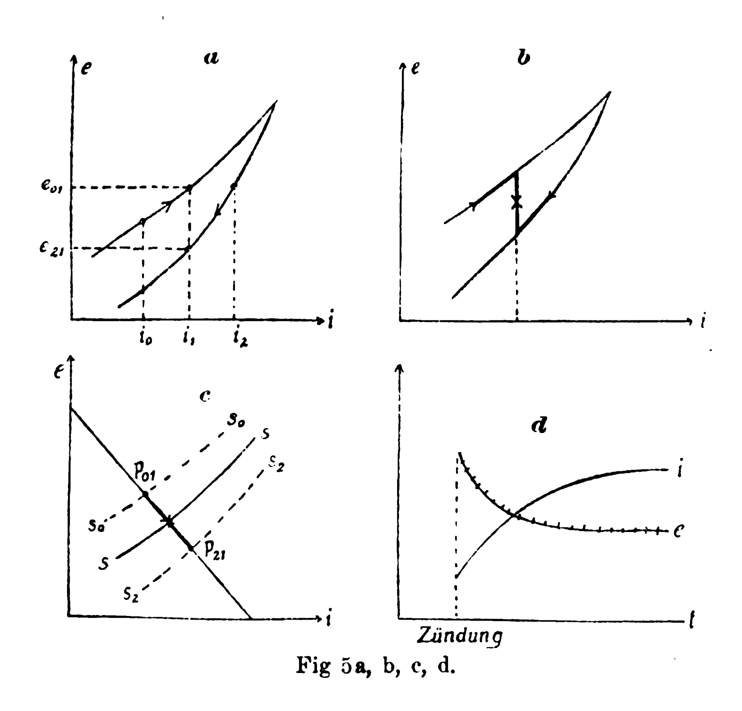


Fig 5a, b, c, d.

folgendermaßen zu deuten. Die statische Charakteristik, d. h. also der Querschnitt durch die statische Zylinderfläche, sei etwa ss; ebenso seien die Querschnitte durch die beiden e-Flächen die zu $i_0 \rightarrow i_1$ und $i_2 \rightarrow i_1$ gehören $s_0 s_0$ und $s_2 s_2$, wobei nach Fig. 5b $s_0 s_0$ über, $s_2 s_2$ unter ss liegt. Da der Zustandspunkt natürlich stets auf der Widerstandsgeraden $E - i \cdot W = e$ liegen muß, wandert er also, wenn man nach dem Übergang E und W konstant hält, von P_{01} bzw. von P_{21} nach dem zu ss, E und W gehörenden statischen Zustandspunkt auf der Widerstandsgeraden, d. h.: Nach dem Übergang von kleineren Stromwerten her sinkt die Spannung und steigt der Strom und umgekehrt,

wenn man die Entladung nach dem Übergang sich selbst überläßt. Ein spezieller Fall ist der bereits betrachtete, daß man die Entladung mit E und W zündet; man kommt dann von $i_0 = 0$ her in den Stromwert i_1 und hat also ein Ansteigen des Stromes und ein Absinken der Spannung zu erwarten, so daß sich nun endlich der in Fig. 5d angedeutete zeitliche Verlauf ergibt. In derselben Weise ergeben sich für negative Hysteresis die entsprechende Figuren 6a und 6d. Eine Komplikation, die unter Umständen zu einer scheinbaren Abweichung von diesem Ergebnis führen kann, ist jedoch dabei zu beachten. Es kann nämlich die Hysteresis keine Schleife zeigen und trotzdem nach dem Zünden i und e wie in den Figuren 5d bzw. 6d sich verändern und umgekehrt, wie überhaupt zwischen Schleifenbreite und zeitlicher

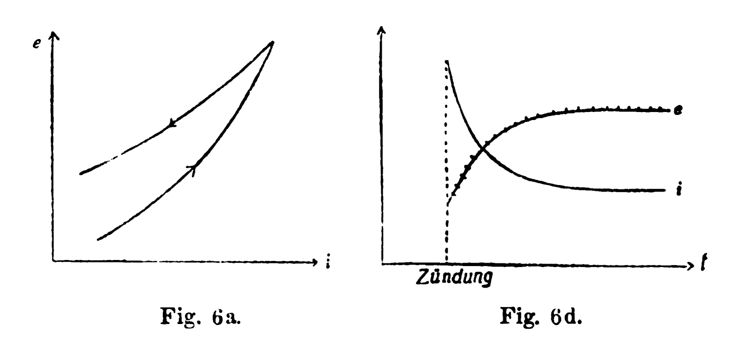


Fig. 6a. Fig. 6d.

Änderung nach dem Zünden ein quantitativer Zusammenhang allgemein nicht anzugeben ist. Es hängt dies natürlich damit zusammen, daß die Schleifenbreite von der ganzen zeitlichen Vorgeschichte jedes ihrer Punkte abhängt. Von dieser Bemerkung ausgehend kommt man von selbst dazu, theoretisch eine besondere Art von Hysteresis vorauszusagen, die man etwas als „einseitige“ Hysteresis bezeichnen könnte. Hat nämlich einer der oben eingeführten Parameter p die Eigenschaft, daß er bei Steigerung des Stromes sich sehr rasch, bei Abnahme des Stromes dagegen nur langsam ändert, so würde der aufsteigende Ast der Schleife bei einer mäßigen Änderungsgeschwindigkeit von W bzw. E praktisch mit der statischen Charakteristik zusammenfallen und nur der absteigende davon abweichen; das Umgekehrte würde natürlich eintreten bei umgekehrtem Verhalten von p. Im ersteren Fall würde man zwar eine Schleife von endlicher Breite, aber keine zeitliche Änderung von i oder e nach dem Zünden bemerken können; im zweiten Fall würde man bei endlicher Schleifenbreite das Abklingen

u. U. nicht beobachten können, für das im übrigen ganz ähnliche Betrachtungen wie für das soeben ausführlicher behandelte Anklingen gelten.

3. Die möglichen Ursachen der Hysteresis.

Wie in Abschnitt 2 angenommen wurde, hängt die Entladespannung implicite ab von einer Reihe von Parametern p, über deren Natur bisher noch nichts vorausgesetzt wurde. Im Folgenden ist zunächst eine allgemeine Übersicht über die verschiedenen Möglichkeiten gegeben, diese Parameter, soweit sie für die Hysteresis von Bedeutung sind, physikalisch zu deuten.

a) Temperatureffekte.

Mit dem Durchgang des Stromes durch eine Entladungsröhre ist eine Änderung der Temperatur des Gases, der Elektroden und der Rohrwandungen verbunden, welche die Dichte des Gases und damit die Entladespannung ändern kann und die Eigenschaft einer zeitlichen Trägheit, die zur Hervorbringung von Hysteresis erforderlich ist, besitzt. Eine homogene Temperaturänderung des gesamten Gasinhalts ist mit einer Dichteänderung, die allein eine Änderung der Potentialgradienten in der Entladung bedingt, nur verbunden, wenn die Entladungsröhre noch mit einem Volumen konstanter Temperatur, z. B. mit der Pumpe, in Verbindung steht; in abgeschlossenen Entladungsröhren muß die Einwirkung der Temperatur darin bestehen, daß sich Temperatur- und damit Dichteunterschiede zwischen einzelnen Teilen der Entladung herstellen. Wärmeentwicklung findet nun in der Entladung in erster Linie in der positiven Säule und in dem Kathodenfallgebiet statt und kann zu Dichteunterschieden in der Entladung führen, am ausgeprägtesten dann, wenn einer dieser beiden Entladungsteile dominiert. Ob diese Dichteunterschiede zu einer merkbaren Beeinflussung der Entladespannung führen können und wie groß die zeitliche Trägheit dieses Vorganges ist, bedarf der ausführlicheren Diskussion. Der erste Schritt dazu ist die Kenntnis der mit einer gegebenen Temperaturerhöhung verbundenen Dichteänderung in einem Raumteil der Entladung, die man sehr einfach berechnen kann, wenn die freie Weglänge der Gasmoleküle nicht vergleichbar ist mit den Dimensionen der Röhre und also der Druck als räumlich konstant angenommen werden kann. Befindet sich ein Teil V des Entladungsrohres auf der Temperatur t, der Rest V_s auf der Temperatur t_s und ändert sich die Temperatur t während t_s konstant bleibt, so ergibt sich für die Änderung der Gasdichte δ in dem Teil V

$$\frac{1}{\delta}\frac{d\delta}{dt} = -\frac{\frac{V_s}{V}\frac{\beta}{1+\beta t_s}}{\frac{V_s}{V}\frac{1+\beta t}{1+\beta t_s}+1} \qquad (\beta = 1/273)$$

Die Änderung ist um so größer, je größer V_s/V ist und je tiefer die Ausgangstemperatur ist. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die prozentuale Dichteänderung pro Grad Temperaturänderung für $V_s/V = \infty$ und $= 1$ und für $t_s = 15^0$ (Zimmertemperatur) und $t_s = -80^0$ (Kohlensäurekühlung):

	$t_s = 15^0$		
$V_s/V = \infty$	0,36	0,27	0,21
$V_s/V = 1$	0,18	0,15	0,13
t	0°	100°	200°

	$t_s = -80^0$		
$V_s/V = \infty$	0,36	0,27	0,21
$V_s/V = 1$	0,21	0,17	0,15
t	0°	100°	200°

Bezüglich der Rückwirkung der Dichteabnahme auf die Entladespannung kommt, wie bereits bemerkt, die auf den Gradienten in der positiven Säule und auf den Kathodenfall in Betracht und müßte von Fall zu Fall berechnet werden; denn allgemein läßt sich nur sagen, daß der Temperatureffekt in der positiven Säule um so größer ist, je kleiner der Druck und die Stromstärke sind und daß der Kathodenfall von der Temperatur nur abhängt, wenn er anomal ist und dann um so mehr, je weiter man bereits vom Gebiet des normalen Falls entfernt ist. Ein einfaches Beispiel mag zeigen, daß Änderungen der Entladespannung von durchaus beachtlicher Größe durch solche Temperaturänderungen entstehen können. Wir betrachten dazu den Potentialfall in der positiven Säule, und zwar für einen speziellen Fall, für welchen die notwendigen Zahlenangaben vorliegen. In einem Rohr von 0,057 cm² Querschnitt in Stickstoff von 15 mm Druck ist bei einer Stromstärke von 0,1 Amp. nach Messungen von Matthies und Struck[1]) der Gradient 50 Volt/cm und nimmt mit steigendem Druck linear so zu, daß er bei 20 mm Druck 70 Volt/cm erreicht. Ist die Länge der Säule 100 cm, $V_s/V = 1$ und $t = 100^0$, so findet man aus der obigen Tabelle, daß bei einer Temperatursteigerung von 10° der gesamte Spannungsabfall in der Säule um etwa 67 Volt abnimmt. Bemerkenswert ist, daß der Temperatureffekt in der positiven Säule und im Kathodenfall entgegengesetzte Richtung hat, da in ersterer der Gradient mit zunehmender Dichte zunimmt, während er im Kathodenfall mit zu-

1) Matthies und Struck, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 83, 1912.

nehmender Dichte abnimmt; dadurch ergibt sich prinzipiell die Möglichkeit, allein durch Kombination der Temperatureffekte in beiden Teilen der Entladung eine Umkehrung der Hysteresisschleife mit dem Druck deuten zu können.

Etwas verwickelter ist die Diskussion der zeitlichen Trägheit des Temperatureffektes. Daß bei einer Änderung der Stromstärke die Temperatur des Gases nicht trägheitsfrei sich einstellt, ist selbstverständlich, da sowohl die Wärmekapazität des Gases, der Elektroden und der Rohrwandungen, wie auch die Wärmeleitung in diesen die Erreichung des stationären Zustandes verzögern. Es lassen sich mangels geeigneter experimenteller Daten die diesbezüglichen Rechnungen nur unter gewissen vereinfachenden Voraussetzungen durchführen, immerhin aber kann man über die Größenordnung der zu erwartenden Effekte einige Angaben machen. Am einfachsten liegen die Dinge noch in der positiven Säule in einem zylindrischen Rohr. Man kann annehmen, daß hier praktisch die ganze Stromarbeit zur Erwärmung des Gases verwandt wird und kann das betreffende Wärmeleitungsproblem nach bekannten Methoden vollständig lösen. So hat bereits Warburg[1]) berechnet, in welcher Zeit sich in der Gassäule die stationäre Temperaturverteilung einstellt und dafür Zeiten von Bruchteilen einer Sekunde gefunden; er hat dabei allerdings vorausgesetzt, daß die Temperatur der inneren Rohrwand unverändert bleibt und damit die Wärmekapazität des Rohres selbst nicht berücksichtigt, wodurch die von ihm gefundenen Einstellzeiten offenbar zu klein geworden sind. Die strenge Integration der Wärmeleitungsgleichung für den Fall einer Gassäule in einem Rohr von endlicher Wandstärke durchzuführen, hat nur wenig Zweck, solange man nicht die Verteilung der Stromstärke über den Säulenquerschnitt kennt und für dieselbe einen konstanten Mittelwert ansetzen muß. Man kann aber in folgender Weise sich ohne Mühe einen Überblick verschaffen, der aus dem angegebenen Grunde ebensoweit reichen wird wie die strenge mathematische Durchrechnung. In einem Rohre vom inneren Radius R und äußeren Radius R' werden in der Volumen- und Zeiteinheit q Kalorien durch die Stromwärme erzeugt. Wenn $\varkappa$ und $\varkappa'$ die Wärmeleitungsvermögen des Gases und der Rohrwand sind und die Temperatur der äußeren Rohrwand konstand auf u_0 gehalten wird, so ist die Temperaturverteilung im stationären Zustand:

im Gas: $$u_g = u_0 + \frac{q}{2\varkappa'} R^2 \ln R'/R + \frac{q}{4\varkappa}(R^2 - r^2)$$

1) Warburg, Ann. d. Phys. **54**, 265, 1895.

im Glas: $$u_r = u_0 + \frac{q}{2\varkappa'} R^2 \ln R'/r.$$

Tritt an Stelle der Grenzbedingungen $u = u_0$ an der Außenseite des Rohres eine andere, z. B. die für eine sog. freie Oberfläche übliche, so ändert sich hierdurch für den stationären Zustand die räumliche Temperaturverteilung nicht, sondern es ändern sich lediglich die Absolutwerte der Temperaturen. Im Folgenden wäre außerdem noch zu beachten, daß die konstanten additiven Glieder dann im allgemeinen auch nicht mehr unabhängig von der in der Zeiteinheit im Gas entwickelten Wärmemenge sind und deshalb bei der Differenzbildung nicht mehr herausfallen. Sind ϱ, C bzw. ϱ', C' die Dichte und die spezifische Wärme des Gases und des Rohrmaterials, so ist der gesamte Wärmeinhalt des Systems pro Längeneinheit

$$Q_q = \int_0^R \varrho \cdot C \cdot u_g \, 2 r \pi \, d r + \int_R^{R'} \varrho' C' u_r \cdot 2 \pi r \, d r + \text{const}$$

$$= \frac{q \cdot \pi R^4}{2} \left[\frac{\varrho \cdot C}{4} \left\{ \frac{4}{\varkappa'} \ln R'/R + \frac{1}{12} \right\} + \frac{\varrho' C'}{\varkappa'} \left\{ \frac{R'^2/R^2 - 1}{2} - \ln R'/R \right\} \right] + \text{const}$$

Wenn man nun den Strom plötzlich um Δi vergrößert, so daß die Wärmemenge q' im Gas erzeugt wird, so wird im neuen stationären Zustand der Wärmeinhalt des Systems

$$Q_{q'} = \frac{q' \pi R^4}{2} \cdot \left[\quad \right] + \text{const}.$$

Ist die Zeit, welche zur Überführung des ersten in den zweiten Zustand nötig ist, T, so wird während dieser Zeit die Wärmemenge $R^2 \pi \cdot q' \cdot T$ produziert. Diese Wärmemenge wird dazu verwandt, den Wärmeinhalt des Systems um $Q_{q'} - Q_q$ zu steigern und um die durch den äußeren Mantel (R') in der Zeit T abfließende Wärmemenge zu decken; diese letztere ist aber

$$Q_s = 2 \pi R' \varkappa' \int_0^T \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)_{R'} d t.$$

wofür wir für kleine Temperaturänderungen einen Mittelwert aus den entsprechenden für die beiden betrachteten stationären Zustände geltenden Temperaturverteilungen setzen können, nämlich

$$Q_s = R^2 \pi \cdot \frac{q + q'}{2} T.$$

Damit erhalten wir die zur Bestimmung der Einstellzeit T dienende Gleichung.

$$R^2 \pi q' \cdot T = Q_{q'} - Q_q + R^2 \pi \frac{q + q'}{2} T.$$

Nach einer oben eingeschobenen Bemerkung müßte für andere Oberflächenbedingungen rechts noch ein weiteres Glied hinzukommen, also T größer sich berechnen, da die Oberflächentemperatur im allgemeinen mit q steigen wird. Die Herleitung der obigen Formel gibt zugleich einen Anhalt über die Größenordnung der Wärmemengen, die im Gas und in der Rohrwand stecken und erlaubt in Verbindung mit der von Warburg durchgeführten Rechnung die thermischen Verhältnisse mit hinreichender Genauigkeit zu überblicken. Betrachten wir als Beispiel zwei zylindrische Entladungsröhren von 2,5 cm bzw. 0,5 cm innerem Radius und 0,2 cm Wandstärke, gefüllt mit Stickstoff von 10 mm Druck, so haben die eingehenden Konstanten die Werte $\varkappa = 5{,}7 \cdot 10^{-5}$, $C = 0{,}24$, $\varrho = 1{,}6 \cdot 10^{-5}$; $\varkappa' = 2 \cdot 10^{-3}$, $C' = 0{,}21$, $\varrho' = 3$ und wir erhalten aus den obigen Formeln

	$R = 2{,}5$	$R = 0{,}5$
Wärmemenge im Gas	$1{,}08\, q$	$0{,}002\, q$
Wärmemenge im Glas	$165\, q$	$4{,}39\, q$
Einstellzeit T	18 sec	11 sec
Einstellzeit mit Vernachlässigung des Glases	0,1 sec	10^{-3} sec
Einstellzeit nach Warburg	0,3 sec	$1{,}3 \cdot 10^{-3}$ sec.

Die mittleren Temperaturen des Gases sind nach den von Warburg gegebenen Formeln zu berechnen, wenn man den Strom und den Potentialgradienten experimentell kennt. Man findet Temperaturerhöhungen von der Größenordnung 10°—100°, denen Dichteänderungen von der Größenordnung 10 Proz. entsprechen. Derartige Dichteänderungen ziehen Änderungen des Potentialgradienten nach sich, die recht beträchtlich und bei großer Länge der positiven Säule von der Größenordnung des normalen Kathodenfalls sein können.

Was den inversen Effekt der Abkühlung anlangt, so ist aus den obigen Überschlagsrechnungen zu ersehen, daß die Abkühlungszeit von derselben Größenordnung wie die Erwärmungszeit ist.

Auch die Durchrechnung der Wärmeleitungsvorgänge an der Kathode läßt sich ohne sonderliche Schwierigkeit mathematisch vornehmen, es lassen sich also rein formal die Verhältnisse vollkommen erfassen. Versucht man dann jedoch, diese Rechnungen zu quantitativen Schlüssen zu benutzen, so gerät man in große Schwierigkeiten, da fast alle experimentellen Unterlagen fehlen. Ohne Zweifel muß man annehmen, daß im Kathodenfallgebiet und insbesondere an der Kathodenoberfläche selbst eine sehr erhebliche Wärmeproduktion statt-

findet; die erzeugte Wärme fließt, soweit sie nicht ausgestrahlt wird, teils in das Innere der Kathode, teils in das Gas ab und erhöht dessen Temperatur, d. h. erniedrigt dessen Dichte. Nun kennt man aber weder die räumliche Verteilung der Wärmeproduktion noch auch quantitativ die Rückwirkung einer räumlich nicht konstanten Änderung der Gasdichte vor der Kathode auf den Kathodenfall, so daß es keinen Zweck hat, die mathematischen Wärmeleitungsaufgaben, welche die räumlichen Temperaturverteilungen liefern, strenge zu lösen. Wir haben deshalb versucht, in Beispielen, die sich physikalisch einigermaßen übersehen lassen, uns über die Größenordnung der zu erwartenden Effekte zu orientieren. Ein solches Beispiel, bei dem die gerade hier sehr wichtigen Grenzbedingungen genauer anzugeben sind, ist folgendes. An der Oberfläche der Kathode werden q-Kalorien pro Zeit und Flächeneinheit erzeugt, wobei nach den Messungen an Kanalstrahlen [1]), wenigstens bei hohen anomalen Kathodenfällen, die Energie der auf die Kathode auftreffenden positiven Ionen vollständig in Wärme umgewandelt wird und Energieverluste durch Reflexion, Zerstäubung und Sekundärstrahlung nicht stattfinden. Ist i die Stromdichte an der Kathode, V der Kathodenfall, so wird man demgemäß mit guter Annäherung $q = 0{,}238\ i \cdot V$ (Volt $\times$ Ampere) setzen können. Dabei ist angenommen, daß alle auf die Kathode auftreffenden Teilchen positiv geladen sind; andernfalls müßte die genannte Zahl noch korrigiert werden durch Berücksichtigung des Ladungsverhältnisses im Kanalstrahlenstrom, wodurch die Größenordnung jedoch kaum geändert würde [2]). Bei kleineren mehr an dem Normalen liegenden Fällen scheint eine teilweise Reflektion der Teilchen an der Kathode stattzufinden [3]), die jedoch ebenfalls die Größenordnung nicht ändern dürfte. Für eine kugelförmige Kathode in einem konzentrischen, kugelförmigen Gefäß R lassen sich dann die Verhältnisse vollkommen übersehen. Da die erwärmte Kathode Energie durch Strahlung verliert, und zwar nach dem Gesetz $c\,(u_0^\alpha - U^\alpha)$ wo u_0 die Temperatur der Kathodenoberfläche, U die der Umgebung, c und α die bekannten empirischen Konstanten sind, so ist im stationären Zustand

$$-4\pi\varkappa r^2 \frac{\partial u}{\partial r} = q - c\,(u_0^\alpha - U^\alpha).$$

Soll für $r = R$ nun $u = U$ sein, so ergibt sich daraus

1) Saxen, Ann. d. Phys. **38**, 319, 1912.

2) Vgl. Wien, Handb. d. Radiologie IV. Art. Kanalstrahlen.

3) Baerwald, Ann. d. Phys. **60**, 1, 1919.

$$u = \frac{q - c(u_0^\alpha - U^\alpha)}{4}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right) + U$$

und die Oberflächentemperatur u_0 ist gegeben durch

$$u_0 = U + \frac{q - c(u_0^\alpha - U^\alpha)}{4\pi\varkappa}\left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R}\right),$$

worin R_0 der Radius der Kathode ist. Die numerische Rechnung ergibt für die Verhältnisse des normalen Kathodenfalls Temperaturen von rund 100^0; bemerkenswert ist, daß man bei Vernachlässigung der Ausstrahlung auf wesentlich höhere Temperaturen von über 1000^0 käme. Man erkennt jedenfalls bereits, daß die Temperatursteigerungen an der Kathode sehr wohl geeignet sind, bei der Hysteresis eine Rolle zu spielen, wenn man das Beobachtungsmaterial über die Abhängigkeit des Kathodenfalls vom Gasdruck heranzieht.

Die zeitliche Trägheit der Einstellung hängt in erster Linie ab von der Wärmekapazität der Kathode und läßt sich durch die Form derselben in weiten Grenzen verändern. Wir betrachten zur Orientierung eine ebene Kathode, deren Oberfläche die Wärmemenge q cal $cm^2\ sec^{-1}$ durch die aufprallenden Ionen zugeführt wird. Von dieser fließt $\varkappa\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0$ in das Gas und $\varkappa'\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)_0$ in das Innere der Kathode ab, die Strahlung können wir im Anfang des Prozesses, der uns hier allein interessiert, vernachlässigen. Mit Hilfe eines von Giebe angegebenen Integrals der Wärmeleitungsgleichung[1]) erhalten wir dann für den zeitlichen Anstieg der Oberflächentemperatur unter Benutzung früherer Bezeichnungen für eine sehr dicke Kathode

$$u_0 = \frac{2q}{\sqrt{\varkappa}\sqrt{\varrho C}\cdot\left(1 + \frac{\varrho' C'}{\varrho C}\right)\sqrt{\pi}}\cdot\sqrt{t}$$

und für eine unendlich dünne Kathode

$$u_0 = \frac{2q}{\sqrt{\varkappa}\cdot\sqrt{\varrho\cdot C}\cdot\sqrt{\pi}}\cdot\sqrt{t}.$$

Da für Metalle $\varrho' C'$ von der Größenordnung 1, für das Gas hingegen ϱC von der Größenordnung $10^{-6}\cdot p$ (p = Druck in mm Hg) ist, erkennt man unmittelbar den außerordentlichen Einfluß der Kathodenmasse. Schwieriger ist es, die Temperaturverhältnisse im Gas vor der Kathode zu untersuchen, die eben Gegenstand einer gesonderten Arbeit sind.

1) Giebe, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 60, 1903.

b) Änderung des Gasinhalts.

Wenn nicht besondere Vorkehrungen getroffen werden, ist mit dem Durchgang der Entladung durch eine Röhre stets eine Änderung in der Zusammensetzung des Gases verbunden, sei es, daß durch Okklusion an den Rohrwänden oder an den Elektroden Gas aus dem Entladungsraum verschwindet oder daß durch die Entladung Gase aus den genannten Oberflächen frei gemacht werden. Da mit der Änderung der Zusammensetzung und des Druckes der Gasfüllung stets eine Änderung der Potentialgradienten verbunden ist und durch die Befreiung oder Bindung der Gase ein von den Entladungsparametern abhängender Gleichgewichtszustand sich jeweils ausbildet, sind die Bedingungen gegeben, die zur Hervorrufung der Hysteresiserscheinungen notwendig sind.

Die Gasabsorption und die Gasbefreiung in Entladungsröhren erweisen sich bei genauerer Analyse als so außerordentlich kompliziert, daß man vorerst nicht hoffen kann, sie quantitativ in ihre einzelnen Komponenten zu zerlegen; man kann nur versuchen, qualitativ die verschiedenen mitwirkenden Ursachen voneinander zu trennen. Als sichergestellt kann eine Abgabe von Gasen durch die Kathode und die Rohrwände angenommen werden; aus dem Kathodenmetall treten, wahrscheinlich begünstigt durch die Zerstäubung, Gase aus, und zwar in erster Linie wohl okkludierter Wasserstoff, unter Umständen auch die Zersetzungs- und Reaktionsprodukte von Oxyd- und Hydroxydschichten, und von den Rohrwänden werden Dissoziationsprodukte der auf jeder festen Oberfläche sitzenden Wasserhaut[1]) abgegeben. Verwickelter liegen die Verhältnisse bezüglich der Absorption. Hier scheint ein gewisser Fortschritt zur Klärung kürzlich erzielt worden zu sein durch eine Untersuchung von Vegard[2]), die viele brauchbare Angaben enthält und einen Zusammenhang der Absorption mit der Kathodenzerstäubung wahrscheinlich macht[3]). Insbesondere die Figur auf S. 776 dieser Arbeit, kann unmittelbar zur Deutung von Hysteresiserscheinungen herangezogen werden. Was die Rückwirkung aller dieser Vorgänge auf die Charakteristik und die Zeitdauer der Gleichgewichts-

1) Pirani, Zeitschr. f. Phys. **9**, 327, 1922.

2) Vegard, Ann. d. Phys. **50**, 769, 1916 (dort weitere Literatur).

3) Vgl. dazu Baly, Proc. Roy. Soc. **84**, 1903 sowie Brodetsky und Hodgson, Phil. Mag. **31**, 1916. Die Literatur über Kathodenzerstäubung ist bis 1912 gesammelt bei Kohlschütter, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **9**, 1912; von neueren Arbeiten kommen in Betracht Campbell, Phil. Mag. **28**, 1914; **29**, 1915 und Tyndall, ebd. **27**, 1914.

einstellung anlangt, so sind auch hier quantitative Angaben zur Zeit noch nicht möglich. Es läßt sich nur aus gelegentlichen in der Literatur mitgeteilten Beobachtungen abschätzend entnehmen, wieweit insbesondere Verunreinigungen die Entladespannung beeinflussen. In besonders starkem Maße werden sich natürlich schon kleine Beimengungen anderer Gase zu reinen Edelgasen bemerkbar machen. So z. B. erhöht nach einer von Rottgardt[1]) mitgeteilten Kurve bereits eine Beimengung von 1,5 Prom. Sauerstoff zu Argon den normalen Kathodenfall um 1 Volt, und es erniedrigt nach Heuse[2]) ein Partialdruck von 0,001 mm Quecksilberdampf den Gradienten (pro cm) der positiven Säule in reinem Stickstoff von 1 mm Druck um etwa 2 Volt; in Edelgasen scheinen kleine Beimischungen von Wasserstoff den Kathodenfall zu erniedrigen, wobei es sich vermutlich um eine Beeinflussung der Kathodenoberfläche handelt. Anschließend sei noch hingewiesen auf eine andere Möglichkeit, die Charakteristik zu verändern, nämlich auf die von Skaupy[3]) gefundenen Druckdifferenzen und die damit zusammenhängenden Entmischungen; nach den quantitativen Messungen von Rüttenauer[4]) werden diese allerdings nur in besonders günstigen Fällen eine Rolle spielen können.

c) Änderung der Elektroden.

Eine weitere Möglichkeit ist zu sehen in der Ausbildung von Oberflächenschichten auf den Elektroden, in erster Linie auf der Kathode, welche entweder den Wert des Kathodenfalls durch unmittelbare chemische Änderung der Kathodenoberfläche oder in Form von polarisierenden Doppelschichten ändern können. Daß die Oberflächenbeschaffenheit der Kathode von erheblichem Einfluß auf die Größe des Kathodenfalls ist, ist bekannt und hat seinen Grund letzten Endes in einer Änderung der Sekundärstrahlungsfähigkeit der Kathode, die, wie a. a. O. gezeigt wurde[5]), selbst weitgehend mit der lichtelektrischen Aktivität parallel geht; daneben können, wie oben bereits bemerkt, polarisierende Doppelschichten durch Änderung des sog. Kathodensprungs eine Rolle spielen. Auch hier handelt es sich im stationären Zustand um ein Gleichgewicht zwischen Kathodenzerstäubung und Neubildung einer Oberflächenhaut, das sich u. U. verhältnismäßig lang-

1) Rottgardt, Ann. d. Phys, **38**, 1161, 1910.
2) Heuse, Ann. d. Phys. **5**, 678, 1901.
3) Skaupy, Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 230, 1916; **19**, 262, 1917.
4) Rüttenauer, Zeitschr. f. Phys. **10**, 269, 1922.
5) Seeliger, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **19**, 222, 1923.

sam einzustellen scheint, wie dies die sog. Alterungs- und Ermüdungserscheinungen zeigen. Quantitativ ist auch hier bisher nur sehr wenig bekannt; man weiß eigentlich nur, daß sich solche Schichten tatsächlich bilden und den Kathodenfall beeinflussen und daß die Bildungs- bzw. Zerfallsgeschwindigkeit meist eine ziemlich geringe ist, so daß die Halbwertszeit nach Stunden oder sogar nach Tagen messen kann[1]).

d) Freie Ladungen.

Als weitere Möglichkeit sei endlich noch erwähnt die Ausbildung von freien Ladungen im Gasraum oder an der Innenwand des Entladungsrohres. Soweit diese im Gas selbst ihren Sitz haben und in bekannter Weise die Potentialverteilung bestimmen, kommen sie für die Hysteresiserscheinungen nur bei hochfrequenten Zyklen in Betracht, da die Bildungs- und Abklingungszeit nur etwa von der Größenordnung 10^{-3} sec ist. Es geht dies hervor aus Messungen des Rekombinationskoeffizienten von Rumpf[2]) und insbesondere aus direkten Beobachtungen mit Hilfe eines Pendelunterbrechers, die Herr Klahre von der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung freundlichst für uns durchgeführt hat. Der bei diesen leitende Gedanke ist der folgende. Eine Glimmentladung benötigt eine gewisse Spannung Z (die Zündspannung) um gezündet zu werden und eine gewisse Spannung B (die minimale Brennspannung) um nach erfolgter Zündung weiter zu brennen. Z ist stets größer als B, da sich nach der Zündung vor der Kathode räumliche Ladungen ausbilden, welche die zur Aufrechterhaltung der Entladung zwischen den Elektroden notwendige Spannungsdifferenz gegenüber der in dem noch ladungsfreien Feld notwendige Zündspannung herabdrücken. Wenn man nun die zwischen den Elektroden liegende Brennspannung für eine kurze Zeit T unterbricht, so werden die Ladungen zwischen den Elektroden z. T. verschwinden und es wird also nach Wiederanlegen der Spannung die Brennspannung unter Umständen nicht mehr genügen, um die Entladung nach der Pause T zum Weiterbrennen zu veranlassen. Die Wiederzündspannung wird demgemäß, wenn T gegenüber der Abklingzeit der Ladungen groß genug ist, gleich der Zündspannung Z sein müssen, sie wird aber kleiner als die Zündspannung sein, wenn T gegenüber der Abklingzeit klein ist. Legt man also zwischen die Elektroden eine Spannung V und reguliert sie jeweils so ein, daß

---

1) Gehrcke und Seeliger, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 438, 1913.

2) Rumpf, Ann. d. Phys. **66**, 50, 1921.

trotz einer Unterbrechung von der Dauer T die Entladung weiter brennt, so muß sein

für große T $V = Z$
im Grenzfall $T = 0$ $V = B$.

Für eine zwischenliegende Pausenzeit T wird man erwarten müssen, daß V zwischen Z und B liegt und mit abnehmendem T kontinuierlich von Z nach B übergeht. Die Pausen T wurden hergestellt mit Hilfe eines Pendelunterbrechers und die Versuchsergebnisse bestätigten die Voraussage vollkommen und erlauben, die Größenordnung der Ab-

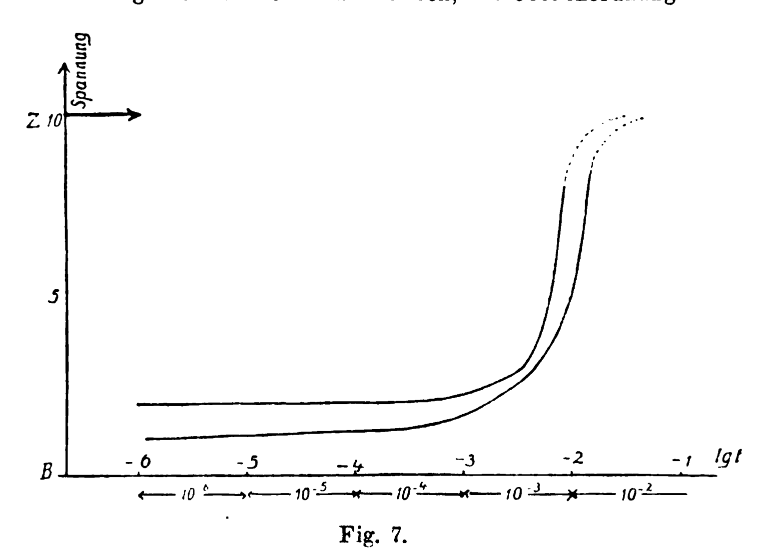


Fig. 7.

klingzeit zu ermitteln. Aus der graphischen Darstellung der Meßergebnisse (Fig. 7) für zwei Neonglimmlampen der Studiengesellschaft findet man für die Abklingzeit Größenordnungen vom Betrage 10^{-3} sec. Zu der Figur sei bemerkt, daß Abszissen die Logarithmen der Unterbrechungszeit T und Ordinaten die genannten Spannungen V sind, wobei das Intervall $Z - B$ jeweils in 10 Teile geteilt ist.

Freie Ladungen, die an den Wänden des Entladungsrohres haften und ebenfalls feldverzerrend auf die Entladung zurückwirken oder die Diffusion von Ladungsträgern an die Rohrwände beeinflussen, können ihrer sehr viel größeren Lebensdauer wegen hingegen auch für langsame Zyklen in Betracht kommen. Die Diffusion der Ladungsträger an die Rohrwände, namentlich aus Gebieten mit ausgeprägt unipolarer Raumdichte, macht zugleich die Entstehung solcher Ladungen verständ-

lich, die bekanntlich (z. B. von Riecke[1]) direkt nachgewiesen werden konnten. Namentlich dürften dieselben in der pos. Säule eine erhebliche Rolle spielen und scheinen zu ihrer Stabilisierung sogar erforderlich zu sein.

4. Methode der experimentellen Untersuchung.

Die Hysteresis ist nach der eben gegebenen Übersicht eine jedenfalls sehr komplizierte und von vielerlei Ursachen abhängige Erscheinung, die vor allem in jedem einzelnen Entladungsrohr andere spezifische Eigenschaften zeigen wird. Eine systematische, vollständige und quantitative Untersuchung an einer speziellen Rohrform ist deshalb, weil doch nur zu individuellen Ergebnissen führend, kaum angebracht, wie dies zahlreiche orientierende Versuche mit den verschiedensten Entladungsröhren sehr bald zeigten. Ebenso ergaben die Vorversuche bei allgemeiner Fassung der zu lösenden Aufgabe wegen der vielen mitspielenden Faktoren eine solche Fülle von Einzeldaten, daß eine absichtliche Beschränkung des Stoffes das zunächst Beste zu sein schien. Wir haben deshalb die Untersuchung beschränkt auf die von Entladungen in Edelgasen und hier wiederum auf verhältnismäßig langsame Veränderungen der Entladungsparameter. Damit scheiden die oben unter d genannten von freien Ladungen herrührenden Effekte aus und die Messungen sind mit einfachen Mitteln durchführbar; auf Grund der gewonnenen Erfahrungen werden sie sich auf schnelle Zyklen etwa mit Benutzung eines Oszillographen unschwer erweitern lassen. Trotz dieser Vereinfachungen waren die Messungen außerordentlich mühsam und zeitraubend. Denn da uns eine konstante Hochspannung noch nicht zur Verfügung stand, mußten wir die 220 (440) Volt-Lichtleitung bzw. eine Hochspannungsdynamo benutzen, die beide häufige und unregelmäßige Schwankungen zeigten; es mußte vor und nach jeder Messung deren Konstanz kontrolliert und sehr häufig eine Messung verworfen werden. Ebenso störend als die Inkonstanz der Spannungsquelle war die Inkonstanz der Entladungsröhren selbst. Wie die Erfahrung zeigte, läßt sich trotz möglichster Gleichhaltung aller Versuchsbedingungen eine Reproduzierbarkeit von Einzelwerten von i und e mit der notwendigen Genauigkeit von einigen Zehntel Mill.-Amp. und einigen Zehntel Volt nicht erreichen, da nicht nur von Tag zu Tag, sondern häufig von Versuch zu Versuch überaus störende

1) Riecke, Ann. d. Phys. 68, 788, 1899; 1, 414, 1900; Phys. Zeitschr. 1, 393, 1900.

Schwankungen sich zeigten, und die Röhren fast niemals genau in die früheren Zustände zurückkehrten. So blieb als einziges Mittel häufig nur eine sachgemäße Mittelwertsbildung aus vielen (mitunter über 100) Einzelbeobachtungen, um das auf die Hysteresis Bezügliche herausholen zu können, ein sehr mühevolles und zeitraubendes Verfahren, das insgesamt etliche tausend Messungen notwendig machte.

Das Nächstliegende scheint zu sein, durch Änderung von E oder R im Entladungskreis den Strom zeitlich zu verändern und die vollständige Charakteristik aufzunehmen. Die Erfahrung und eine nähere Überlegung zeigen aber, daß dies Verfahren im allgemeinen nicht praktisch ist, da man bei diesem Vorgehen als Variable in kaum zu übersehender Weise nicht nur die Zeit als solche, sondern die ganze zeitliche Vorgeschichte der Messung hereinbekommt und sich dadurch

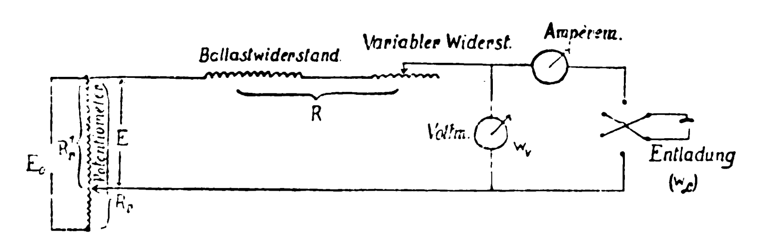


Fig. 8.

die Deutung der Ergebnisse erschwert. Wir haben deshalb zwar gelegentlich die ganze Charakteristikenschleife aufgenommen, im allgemeinen aber nur das oben S. 360 beschriebene Anklingen und Abklingen genauer untersucht. Entweder also wurde die Entladung mit einem geeignet eingestellten E und R gezündet und nach der Zündung etwa alle 10 Sekunden i abgelesen oder es wurde die Entladung eingebrannt, dann unterbrochen und durch Aufnahme von Testpunkten in bestimmten Intervallen e und i jeweils unmittelbar nach den Wiederzündungen gemessen (wobei die Aufnahme eines solchen Testpunktes nur Bruchteile von Sekunden erforderte). Im Folgenden werden wir uns ferner fast stets auf die Diskussion der i-Werte allein beschränken, da aus diesen bereits alles Wünschenswerte zu entnehmen ist. Die Schaltung ist die in Fig. 8 angegebene und ohne weiteres verständlich; die Konstanz der äußeren elektromotorischen Kraft E_0 konnte bei geöffneter Wippe direkt am Voltmeter kontrolliert werden. Zu bemerken ist zu dem Schaltungsschema vielleicht nur noch folgendes. Die allgemeinen Überlegungen auf S. 360 ff. gelten für den Fall, daß im

Entladungskreis E und R in Serie liegen und sind hier quantitativ, jedoch ohne grundsätzliche Änderungen, etwas zu erweitern. Wenn nämlich der durch die Entladung fließende Strom sich ändert, bleibt E nicht in Strenge konstant, sondern ändert sich ebenfalls; ferner ist in der Grundgleichung $E - i \cdot R = e$ zu bedenken, daß der durch den Ohmschen Widerstand R fließende Strom zum Teil durch die Entladung, zum Teil aber auch durch das Voltmeter fließt. Dies letztere ist ohne Bedeutung, da an Stelle der einfachen Grundgleichung die formal äquivalente $E - i\, R = e\,(1 + R/w_v)$ tritt; die erstere Komplikation hingegen erfordert eine genauere Diskussion. Führt man den äquivalenten Widerstand w_L der Entladungsstrecke ein, so erhält man mit den Bezeichnungen der Fig. 8 für die Entladungsstromstärke i

$$i = E_0 \frac{R'_p}{R_p} w_v \cdot \frac{1}{(R + R'_p)(w_v + w_L) + w_v w_L},$$

während für ein konstantes E an Stelle des variablen von dem Potentiometer abgenommenen gelten würde

$$i' = E \cdot w_v \cdot \frac{1}{R(w_v + w_L) + w_v w_L}.$$

Wenn sich nun w_L ändert, so folgt daraus für die entsprechende Änderung von i bzw. i'

$$\frac{di}{dw_L} = -i \frac{w_v + R + R'_p}{(R + R'_p)(w_v + w_L) + w_v \cdot w_L}$$

$$\frac{di'}{dw_L} = -i' \cdot \frac{w_v + R}{R(w_v + w_L) + w_v \cdot w_L}.$$

Die Verhältnisse sind also qualitativ und funktionell in beiden Fällen dieselben und ändern sich nur quantitativ, in den meisten Fällen zudem nur so wenig, daß dies gegenüber den sonstigen aus der Inkonstanz der Verhältnisse resultierenden Fehlern kaum in Betracht kommt. So war z. B. bei den meisten unserer Versuche die Größenordnung der einzelnen Widerstände $R = 3000$, $R'_p = 2000$, $w_v = 12\,000$, $w_L = 8000$, womit sich ergeben würde

$$\frac{di}{dw_a} = -i \cdot 0{,}087; \qquad \frac{di'}{dw_a} = -i' \cdot 0{,}090.$$

Daß endlich auf einen ev. Temperaturkoeffizienten der benutzten Widerstände genau geachtet wurde, braucht kaum erwähnt zu werden.

5. Beobachtungen über negative Hysteresis.

Die Mehrzahl der Messungen wurde angestellt an Entladungen in einem Gemisch von etwa 75 Proz. Neon und 25 Proz. Helium

(Griesheim), da derartige Entladungen in der Praxis eine große Rolle spielen. Als Entladungsröhren benutzten wir ferner bei vielen Versuchen Glimmlampen, wie sie von der Studiengesellschaft für Elektrische Beleuchtung fabriziert und uns in großer Zahl freundlichst zur Verfügung gestellt wurden. Teils wurden die Lampen fertig gefüllt geliefert, teils von uns vorbehandelt und gefüllt. Alle Lampen wurden aber in ungesockeltem Zustand untersucht, um Fehler durch die üblichen Armaturen zu vermeiden. Wichtig für alles Folgende ist, daß die Entladung durch passende Wahl des Druckes (5—10 mm) stets nur aus den kathodischen Teilen bestand; das Glimmlicht bedeckte die Kathodenoberfläche in Form einer nach außen diffusen Haut, an die sich der ausgedehnte Faradaysche Dunkelraum anschloß, der bis zur Anode reichte; die positive Säule war meist vollständig unterdrückt oder reduziert auf eine kleine leuchtende Ansatzstelle auf der Anode. Dadurch wurden die Erscheinungen natürlich besonders einfach und der Deutung leichter zugänglich, da die Entladespannung im wesentlichen nur besteht aus dem Kathodenfall und insbesonders der Potentialfall in der Säule überhaupt zu vernachlässigen ist. Ferner ist wichtig zu bemerken, daß der Kathodenfall, wenn nicht anders bemerkt, stets anomal war; die Stromstärke hatte etwa 5 mal normale Größe.

Fast alle der untersuchten Lampen zeigten negative Hysteresis, so daß deren genaueres Studium von selbst den Hauptteil der Arbeit bildete. Sehr bald aber ergab sich für diese Bevorzugung der Entladungen mit negativer Hysteresis noch ein tiefer liegender Grund. Wir sind nämlich — um das Ergebnis kurz vorwegzunehmen und die Übersicht über das Folgende zu erleichtern — zu der Folgerung gekommen, daß die negative Hysteresis unter den genannten einfachen Bedingungen zwanglos zu erklären ist durch die S. 363 ff. unter a) genannten Temperatureffekte, und zwar durch solche an der Kathode. Damit ist eine bestimmte Arbeitshypothese gegeben, die im einzelnen auszubauen ist. Vorausgeschickt seien einige allgemeine Bemerkungen über die Hysteresisschleifen selbst. Zur Orientierung über die quantitativen Verhältnisse und über die Inkonstanz der Entladungen, von denen oben die Rede war, kann zunächst die Figur 9 dienen, die eine Reihe kontinuierlich aneinander schließender Zyklen wiedergibt, die alle in derselben Zeit von je zwei Minuten und unter genau denselben äußeren Bedingungen durchlaufen wurden. Die Inkonstanz ist allerdings hier in einem besonders drastischen Beispiel wiedergegeben und der große Maßstab zu beachten; Versuche (durch Temperaturbäder, Abschirmung allen äußeren Lichts, elektrostatischen und magnetischen

Schutz), die Dinge wesentlich zu verbessern, hatten keinen Erfolg. Ferner seien Versuche erwähnt, die zeigen sollten, daß für das Zu-

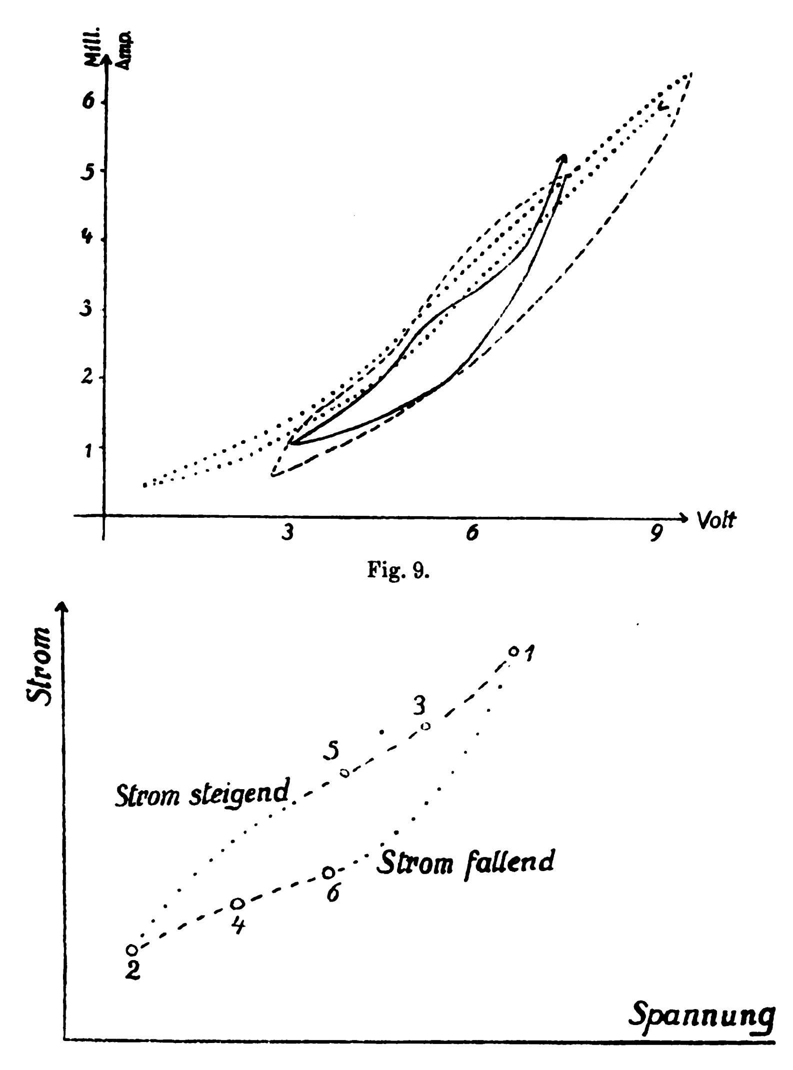


Fig. 9.

Fig. 10.

standekommen der Schleifen, d. h. für die relative Lage zweier Zustandspunkte des (ie)-Diagramms zueinander nur die zwischen beiden liegende Stromänderung maßgebend ist. Die Punkte ordnen sich auch zu

einer Schleife, wenn man die Charakteristik nicht monoton, sondern sprungsweise mit Hilfe eines Stöpselrheostaten an Stelle von R durchläuft, wie dies die Figur 10 andeutet, in welcher die Zahlen die Reihenfolge der Zustandspunkte kennzeichnen.

a) Abhängigkeit von der Stromstärke.

Zunächst untersuchten wir den Zusammenhang zwischen Hysteresis und insgesamt durch die Lampe gehender Strommenge in folgender Weise. Der Widerstand R wird mit Hilfe eines Schnurlaufs und einer

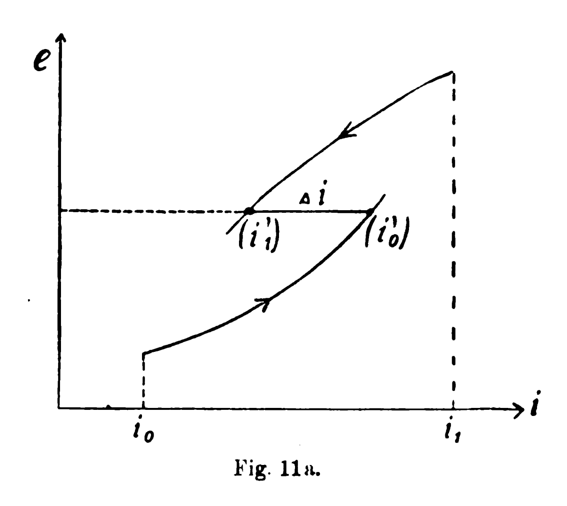


Fig. 11a.

Rolle kontinuierlich und gleichartig verändert und zwar so, daß i einmal von einem kleinen Anfangswert i_0 wächst und einmal von einem großen Anfangswert i_1 abnimmt; notiert werden die bei i-Werte i'_0 (von i_0 kommend) und i'_1 (von i_1 kommend) die zu demselben e gehören und so gewählt sind, daß sie etwa in der Mitte zwischen i_0 und i_1 liegen. Dann gibt Δi (Figur 11a) ein Maß für die Größe der Hysteresis. Nun werden aber derartige Versuche nicht nur mit Gleichstrom, sondern auch mit Wechselstrom bzw. abgehacktem Gleichstrom gemacht, der mit Hilfe eines für diese Zwecke konstruierten rotierenden Unterbrechers hergestellt wird; eine automatische Arretierung sorgt dafür, daß im Augenblick der Messung der Unterbrecher in der richtigen Lage stehen bleibt. Die Figuren 11 b, c, d geben den zeitlichen Stromverlauf für die miteinander verglichenen Stromarten. Bei b und c fließt insgesamt dieselbe Strommenge durch die Lampe, bei b

aber ist dieselbe Elektrode, die bei der Messung von Δi Kathode ist, im ganzen doppelt so lange Kathode wie bei c; bei d fließt insgesamt nur die Hälfte der Strommenge durch die Lampe, die Meßelektrode ist aber im ganzen ebenso lange Kathode wie bei c. Es ergab sich, daß Δi_b etwa doppelt so groß ist wie Δi_c und daß Δi_c und Δi_d ungefähr dieselbe Größe haben, wie dies das folgende Beispiel zeigt:

$$\Delta i_b = 3{,}00 \qquad \Delta i_c = 1{,}75 \qquad \Delta i_d = 1{,}62\,.$$

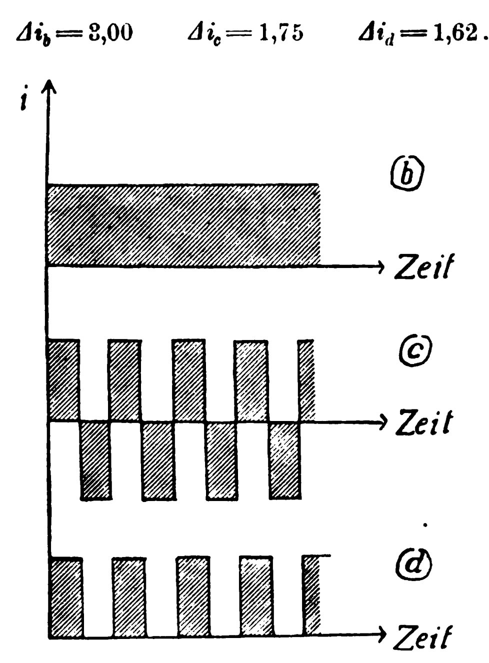


Fig. 11 b, c, d.

Man wird daraus schließen können, daß es nicht darauf ankommt, welche Strommenge überhaupt durch die Entladung fließt, sondern daß maßgebend in der Hauptsache die Strommenge ist, welche in eine Elektrode als Kathode hineinfließt oder wie lange eine Elektrode als Kathode dient: Die Hysteresis ist ein ausgesprochen polarer Effekt, der sich an der Kathode abspielt. Von den mannigfachen Variationen, die wir weiterhin in dieser Richtung noch vornahmen und die alle in demselben Sinn zu deuten waren, sei nur noch eine beschrieben. Der Vergleich von c und d deutet bereits darauf hin, daß die Vorgänge an der Anode nicht ganz ohne Wirkung sind, da sonst Δi_c und Δi_d genau gleich sein müßten. Eine Reihe von Versuchen bestätigte dies, aller-

dings ohne zu eindeutiger Entscheidung zu führen. So z. B. ergaben Messungen, bei denen eine Elektrode ganz kurz als Kathode zur Aufnahme eines Testpunktes 1 diente, dann längere Zeit als Anode einbrannte und am Schluß der Einbrennzeit wieder zur Aufnahme eines Testpunktes 2 als Kathode unter denselben äußeren Bedingungen wie bei Testpunkt 1 diente, daß die beiden Testpunkte nicht immer genau zusammenfallen, daß aber die Abweichungen abhängen von der gegenseitigen Lage der beiden Elektroden zueinander.

b) Künstliche Erwärmung der Kathode.

Die vorhergehenden Versuche zeigten, daß Veränderungen in der Entladung, welche für die Hysteresis verantwortlich zu machen sind, in den untersuchten Fällen jedenfalls zum größten Teil polarer Natur sind, nicht von der totalen Strommenge abhängen und in der Hauptsache an der Kathode ihren Sitz haben. Die Deutung als Temperatureffekte, die hierdurch nahegelegt wird, fand eine Bestätigung dadurch, daß durch eine künstliche Erwärmung der Kathode dieselben Effekte, durch eine solche der Anode hingegen keine merkliche Wirkung hervorgebracht wird. Die Erwärmung geschah durch Bestrahlung der Elektroden mit Bogenlampenlicht unter Verwendung eines großen Hohlspiegels; besondere Versuche zeigten, daß Bestrahlung nach Ausfilterung der Wärmestrahlen keinerlei Einfluß hatte. An einem Beispiel sei im einzelnen der Gang der Versuche erläutert. Ohne künstliche Erwärmung ergab sich für den Strom der in Fig. 12 A gezeichnete Verlauf: Nach Zündung spontaner Abfall, nach Unterbrechung der Entladung bei Testpunkten von 15 zu 15 Sek. wieder Anstieg, der sich auch durch längere Pausen fortsetzt. Mit künstlicher Erwärmung der Kathode ohne Entladung, wobei der Zustand der Lampe mit Hilfe von Testpunkten geprüft wurde, ergab sich Fig. 12 B; bei Erwärmung der Kathode Abfall des Stromes, nach Aufhören der Bestrahlung Anstieg und zwar etwa mit derselben Geschwindigkeit wie oben. Eine gleichzeitige Tätigkeit der Entladung und der Bestrahlung hatte qualitativ denselben Erfolg wie A und B, quantitativ aber, wie zu erwarten, verstärkte Wirkung, wie dies die Fig. 12 C zeigt. Wurde hingegen die Anode künstlich erwärmt, so zeigte sich keinerlei meßbare Wirkung; Fig. 12 D gibt hierzu Testpunkte an Elektrode 1 als Kathode, wenn Kathode 2 erwärmt wurde. Vertauschung der Elektroden, um eine zufällige Verschiedenheit derselben auszuschalten, führte zu genau demselben Ergebnis.

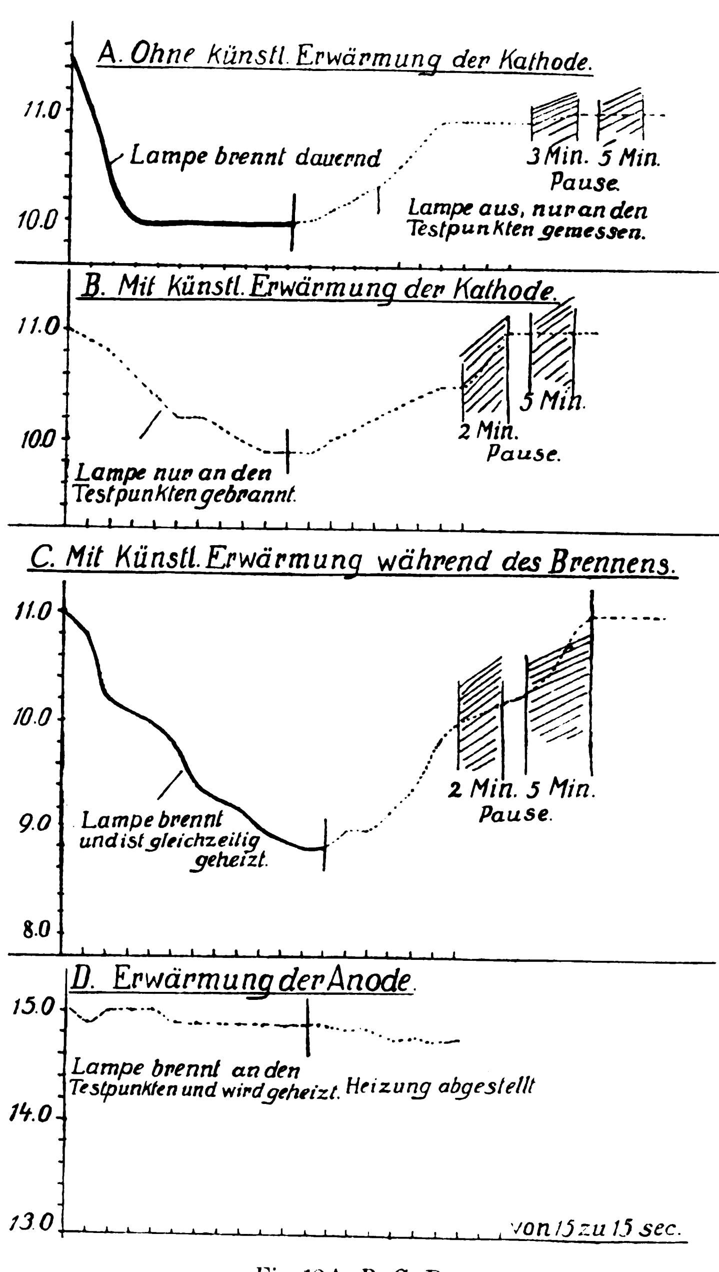

A. Ohne künstl. Erwärmung der Kathode.
11.0
10.0
Lampe brennt dauernd
3 Min. 5 Min.
Pause.
Lampe aus, nur an den Testpunkten gemessen.
B. Mit künstl. Erwärmung der Kathode.
11.0
10.0
Lampe nur an den Testpunkten gebrannt.
2 Min.
5 Min.
Pause.
C. Mit Künstl. Erwärmung während des Brennens.
11.0
10.0
9.0
8.0
Lampe brennt und ist gleichzeitig geheizt.
2 Min. 5 Min.
Pause.
D. Erwärmung der Anode.
15.0
14.0
13.0
Lampe brennt an den Testpunkten und wird geheizt.
Heizung abgestellt
von 15 zu 15 sec.

Fig. 12 A, B, C, D.

c) Kathoden von verschiedener Wärmekapazität.

Einen weiteren Beweis dafür, daß tatsächlich die Temperaturerhöhung der Kathode die Ursache der beobachteten Hysteresiserscheinungen ist, kann man in dem Verhalten von Entladungen sehen, in

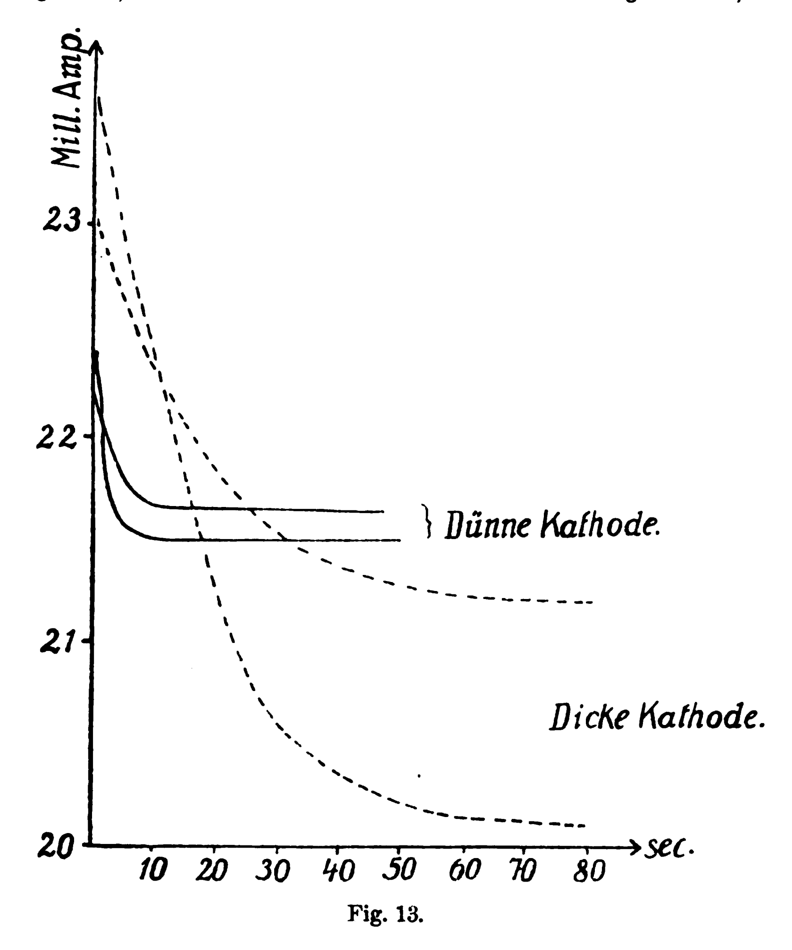


Fig. 13.

denen unter sonst gleichen Umständen die Wärmekapazität der kathodischen Elektrode verschieden ist; man müßte nach den Vorbemerkungen S. 369 erwarten, daß sich nach dem Zünden der Lampe der stationäre Zustand um so früher einstellt, je kleiner die Wärmekapazität der Kathode ist. Um dies zu zeigen, benutzten wir zwei Röhren mit Kathoden aus etwa 3×1 cm Eisenblechstreifen und zwar in Röhre 1 von

etwa 0,5 mm Dicke, in Röhre 2 von etwa 0,01 mm Dicke und untersuchten das Anklingen nach dem Zünden. Fig. 13 gibt zwei Beispiele, die obige Vermutung bestätigen dürften.

d) Änderungen der Anode.

Zur Vervollständigung des Materials sind einige Beobachtungen an einer Röhre mit drei Elektroden wichtig. Die Röhre enthielt zwei halbkugelige Elektroden A und B, wie sie in Glimmlampen benutzt

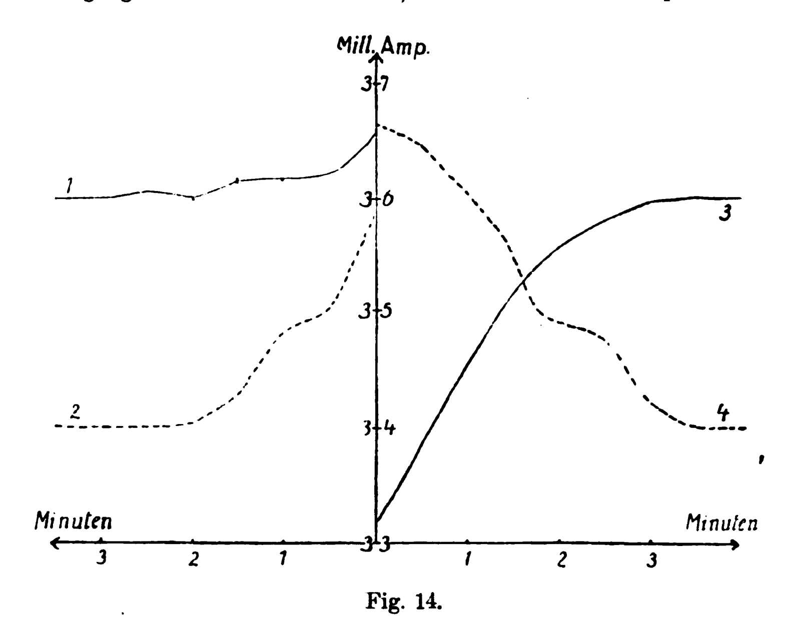


Fig. 14.

werden, die sich in etwa 2 cm Abstand gegenüberstanden und einen seitlich angebrachten Platindraht D. Wurden zwischen A_- und D_+, bzw. B_- und D_+ von 30 zu 30 Sek. Testpunkte aufgenommen, so ergaben sich Kurven der Art 1 und 2 (Fig. 14), die bis auf individuelle Verschiedenheiten einen Abfall des Stromes zeigen, bis ein stationärer Zustand erreicht ist (vgl. dazu auch g). Wurde nun eine Minute lang eine Entladung zwischen A_- und B_+ angesetzt und unmittelbar darauf wieder durch Testpunkte zwischen A_- und D_+ der Zustand des Rohres kontrolliert, so ergab sich Kurve 3: starke anfängliche Verminderung des Stromes infolge der Erwärmung der Kathode, dann mit Abkühlung ein Anstieg des Stromes bis zu demselben Wert wie bei Kurve 1. — Wurden hingegen nach einer gleichen Entladung zwischen A_- und B_+

nun die Testpunkte aufgenommen zwischen B_- und D_+, so ergab sich die davon ganz verschiedene Kurve 4: abzüglich einer geringen anfänglichen Erhöhung des Stromes tritt nun ein Abfall bis zu demselben Endwert wie bei Kurve 2 auf. Der Abfall ist verständlich und wieder auf die Wirkung der Testentladungen zurückzuführen, wofür auch derselbe Endwert spricht; das Fehlen der anfänglichen starken Verminderung des Stromes zeigt aber nun, daß Anode und Kathode sich verschieden verhalten und daß an der Kathode allein Erwärmung auftritt, an der Anode hingegen diese und ihre Folgeerscheinungen fehlen (die Anode liegt nach S. 377 im Faradayschen Dunkelraum). Ob die kleine Stromerhöhung unmittelbar nach der Entladung einer über die reinen Temperatureffekte sich lagernden Störung zuzuschreiben ist oder ob es sich um einen inversen Effekt nach Art der in e beschriebenen handelt, mag als zunächst unwesentlich unentschieden bleiben.

e) Inverse Effekte.

Verbindet man zwei Entladungsröhren durch ein kurzes Rohr und brennt die eine (A) ein, so zeigt die zweite (B) Veränderungen, die ebenfalls gewisse Rückschlüsse erlauben. Wenn nämlich während des Brennens von A in der Hauptsache eine Temperatursteigerung der Kathode und der ihr benachbarten Gasschichten stattfindet, wie dies uns die vorhergehenden Versuche zu beweisen scheinen, ist zu erwarten, daß dadurch in B eine Drucksteigerung eintritt, die einer Temperaturerniedrigung äquivalent ist. Da eine solche eine Zunahme der Gasdichte und demgemäß ein Steigen des Stromes zur Folge hat, müßte also in B der Strom zunehmen. Auch dies haben die Versuche bestätigt, am deutlichsten an Messungen der Art, wie sie in Fig. 15 wiedergegeben sind. Alle Testpunktmessungen beziehen sich dabei auf B: 1—2 Testpunkte, langsamer Abfall des Stromes infolge Störung des jungfräulichen Zustandes durch die Testpunkte; 2—3 Lampe A brennt 2 Minuten, Anstieg des Stromes teils durch Abklingen der Nachwirkung der Testpunkte von 1—2, teils durch die oben genannte Drucksteigerung; 3—4 Testpunkte, Abfall des Stromes teils infolge Wirkung der Testpunkte, teils infolge Rückgang der Drucksteigerung; 4—5 Pause von 2 Min. (ohne daß A brennt!), Anstieg des Stromes nur infolge Abklingung der Nachwirkung der Testpunkte in 3—4. Wesentlich ist, daß der Stromwert 5 um Δi niedriger liegt als der Stromwert 3, da sich hierin der gesuchte Effekt anzeigt. 6—7 Einbrennen von Lampe B 2 Min., Abnahme des Stromes wie aus a—c bereits bekannt; von 7 ab

Testpunkte, die nun ein Ansteigen des Stromes ergeben, da die Kathode sich abkühlt. Wenn der gesuchte Effekt also auch nur klein ist, liegt er doch in der zu erwartenden Richtung und die Versuche zeigen jedenfalls, daß in Übereinstimmung mit den bisher gemachten Annahmen andere als Temperaturwirkungen in merkbarem Betrag nicht auftreten. Insbesondere schaltet durch diese Versuche eine Deutung durch Änderung des Gasinhaltes aus, die sich in gleicher Weise in beiden Lampen bemerkbar machen müßte.

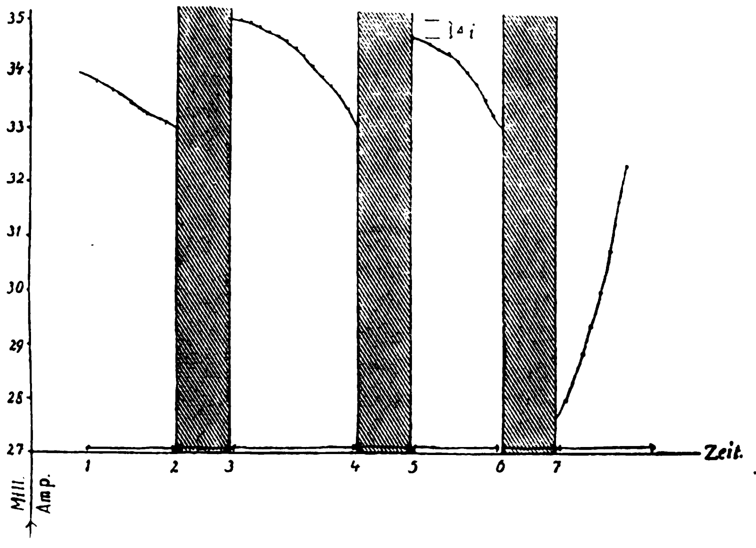


Fig. 15.

f) Die äquivalente Druckänderung.

Nachdem die Zurückführbarkeit der beschriebenen Hysteresiseffekte auf Temperatureffekte durch eine Reihe verschiedener Proben qualitativ bewiesen sein dürfte, liegt es nahe, die Verhältnisse auch quantitativ zu erfassen. Wie bereits im allgemeinen Teil ausgeführt wurde, scheitert dies aber vorläufig daran, daß man zwar die Dichteänderungen an der Kathode mit einer Temperaturänderung der Kathode rechnerisch in Verbindung setzen und die Kathodentemperatur z. B. direkt messen könnte, daß aber die Änderung des Kathodenfalls infolge der Dichteänderung unbekannt ist. Man muß sich deshalb mit der Feststellung gewisser Größenordnungen begnügen und wird dazu am einfachsten so verfahren, daß man die Abnahme des Stromes während der Ent-

ladung mißt und andererseits durch Erniedrigung des Druckes die äquivalente Druckabnahme feststellt, die unter denselben sonstigen Bedingungen ohne Temperaturänderung der Kathode zu derselben Stromabnahme führen würde. Die letztere Messung muß natürlich so geschehen, daß Temperaturänderungen der Kathode dabei möglichst ausgeschaltet werden, was durch Messung des Stromes unmittelbar nach dem Zünden bei verschiedenen Drucken zu erreichen ist. Wir sind so zu äquivalenten Druckänderungen von 20—30 Proz. gekommen. Diesen würde nach S. 364 eine Änderung der Gastemperatur von etwa 100—200° entsprechen, die in befriedigender Übereinstimmung mit direkten Messungen[1]) der Kathodentemperatur durch ein Thermoelement stehen.

g) Einige Ergänzungen.

Zur Vervollständigung des Beobachtungsmaterials und um zu zeigen, daß die Temperaturtheorie in der Tat alle Einzelheiten zu verstehen erlaubt, seien noch einige Beobachtungen für die Wirkung der Testpunkte angeführt. Wenn man lange genug nach dem letzten Brennen der Lampe den Zustand der Lampe durch Testpunkte untersucht und diese, wie früher beschrieben, bei möglichst kurzem Stromschluß (von etwa $^1/_2$ Sek. Dauer) aufnimmt, findet man bei den aufeinanderfolgenden Testpunkten einen um so stärkeren Abfall des Stromes, je rascher die Testpunkte aufeinander folgen. Für Punkte in Abständen von 10 Sek. ist der Abfall noch deutlich, für solche in Abständen von 60 Sek. meist bereits unmerklich. Untersucht man andererseits nach einer Einbrennzeit die spontane Rückkehr der Lampe in den Zustand vor dem Einbrennen, so findet man, daß diese Rückkehr natürlich ebenfalls durch die Testpunkte gestört wird; für Testpunkte alle 10 Sek. ist der Stromanstieg langsamer als für Testpunkte alle 60 Sek., für welch letztere nach dem oben Gesagten der ungestörte Verlauf bereits gewährleistet ist. Ebenso ist auch die Dauer der Entladung während der Aufnahme eines Testpunktes von Einfluß. Unter $^1/_2$ Sekunde herabzugehen war wegen der Trägheit der benutzten Meßinstrumente nicht möglich, so daß es, um vergleichbare Messungen zu erhalten, notwendig war, die Dauer der Testentladungen möglichst gleichmäßig zu gestalten; es gelingt dies mit hinreichender Genauigkeit ohne besondere Hilfsapparate durch einige Übung in der Betätigung einer gewöhnlichen Quecksilberwippe.

---

1) Rüttenauer, Zeitschr. f. Phys. 19, 124, 1923.

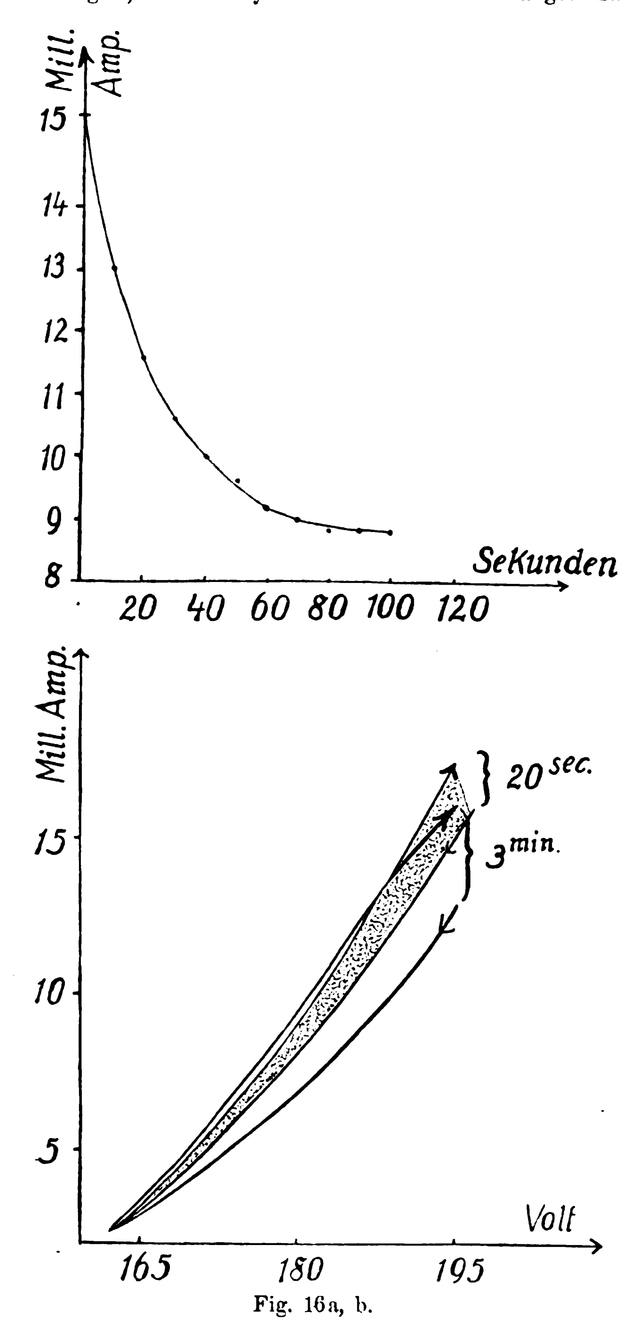

Mill. Amp.
15
14
13
12
11
10
9
8
Sekunden
20 40 60 80 100 120
Mill. Amp.
15
10
5
20 sec.
3 min.
Volt
165 180 195

Fig. 16a, b.

An zweiter Stelle sei ein hübsches Beispiel für die allgemeine S. 357 angegebene Beziehung zwischen der Änderungsgeschwindigkeit $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)$ und der Breite der Hysteresisschleife erwähnt. Wir fanden in einer Entladungsröhre für den zeitlichen Abfall des Stromes nach dem Zünden Einstellzeiten von etwa 100 Sek., was also einer recht kleinen Änderungsgeschwindigkeit entspricht (Fig. 16 a). Andererseits ergab sich bei Zyklen von 3 Minuten Dauer die breite Schleife der Fig. 16 b, bei Zyklen von nur 20 Sek. Dauer die schmale Schleife, so daß also in Übereinstimmung mit der theoretischen Voraussage langsame Zyklen hier größere Hysteresis zeigen als rasche.

Über den Einfluß der Temperatur der Umgebung endlich ist nur wenig zu sagen; vorgenommen wurden die Versuche durch Eintauchen der ganzen Entladungsröhre in Temperaturbäder (Paraffinöl, Petroläther, flüssige Luft) zwischen $+200^0$ und -180^0, die ständig durch einen Rührer in Bewegung gehalten wurden. Der Einfluß der Außentemperatur war stets, wie dies aus der Temperaturtheorie vorherzusehen war, nur gering und zudem verschieden bei verschiedenen Entladungsröhren. Auch aus sehr vielen Versuchen an Röhren der verschiedensten Form haben sich allgemeine Resultate nicht ableiten lassen; es handelte sich stets um sehr kleine, die Meßfehler kaum übersteigende und scheinbar gesetzlose Einflüsse. Bemerkenswert ist aber, daß mit der Abkühlung häufig eine deutliche Änderung im Aussehen der Entladung und in der absoluten Lage der Charakteristik in der Strom-Spannungsebene verbunden war, ohne daß die Hysteresis sich merklich änderte. Wir schieben die genannte Änderung auf die Kondensation von Verunreinigungen (z. B. Spuren von Wasserdampf oder Kohlenwasserstoffen) und sehen in dem Gesagten einen Hinweis darauf, daß die Hysteresiserscheinungen von solchen Verunreinigungen weitgehend unabhängig sind; auch dies sollte man nach der Temperaturtheorie gerade erwarten. Wichtig sind diese Beobachtungen ferner im Hinblick auf die Ausführungen von Abschn. 6, weil sie als die dort genannten Verunreinigungen schwer kondensierbare elektronegative Gase (Wasserstoff) erkennen lassen.

h) Beimischung von Wasserstoff.

Anschließend an die letzte Bemerkung wurde speziell der Einfluß von Beimischungen von Wasserstoff zu der Edelgasfüllung ausführlicher untersucht, der durch ein Palladiumröhrchen quantitativ zugeführt wurde. Als das wesentliche Ergebnis der Versuche ist zu bezeichnen,

daß für Entladungen mit negativer Hysteresis ein Wasserstoffzusatz (untersucht wurden Zumischungen von 1—5 Proz.) keine Änderung im Charakter der Hysteresisschleife zur Folge hat; die Brennspannung sinkt zwar mit zunehmendem H_2-Zusatz zu einem kleinsten Wert und steigt dann wieder an, die Hysteresis bleibt aber stets negativ. Es ist dies Ergebnis nicht nur insofern von Wichtigkeit, als es zeigt, daß Verunreinigungen durch Wasserstoff dem Auftreten negativer Hysteresis nicht hinderlich sind, sondern es steht auch in Übereinstimmung mit einem Befund von Rüttenauer (vgl. Fußnote S. 391) und bildet für die Temperaturtheorie ebenfalls eine wichtige Stütze.

i) Entladungen mit positiver Säule.

Die bisher beschriebenen Versuche sind alle, wie eingangs erwähnt wurde, an Entladungen angestellt, bei denen nur die kathodischen Teile bis einschließlich des Faradayschen Dunkelraumes ausgebildet, die positive Säule aber unterdrückt war. Sehr viel komplizierter liegen die Dinge in einer vollständigen Glimmentladung mit positiver Säule, bei der alle Teile gleichwertig ausgebildet sind. Anschließend an die allgemeinen Bemerkungen in Abschn. 3a) haben wir hier nur den wichtigsten Fall untersucht, nämlich den einer Entladung mit überwiegender positiver Säule und konnten in der Tat zeigen, daß eine solche Entladung positive Hysteresis besitzt, wenn man die Verhältnisse so wählt, daß der Potentialabfall in der Säule den an der Kathode überwiegt. Am einfachsten geht man so vor, daß man bei normalem Kathodenfall arbeitet und dadurch Änderungen der Entladespannung durch Änderung der Kathodentemperatur überhaupt ausschaltet; wir benutzten demgemäß ein Entladungsrohr mit großer Kathode und einem etwa 30 cm langen und 5 mm weiten Ansatzrohr, in dem sich die positive Säule ausbilden konnte. Für die An- und Abklingungsversuche ist es hier ferner einwandfreier, nicht den Strom, sondern die Entladespannung zu benutzen, die sich im wesentlichen aus dem konstanten normalen Kathodenfall und dem von der Temperatur abhängigen Spannungsabfall in der Säule zusammensetzt; man wird dadurch unabhängig von Änderungen in der Größe der Grundfläche der Entladung auf der Kathode. Die Spannung wurde gemessen mit einem idiostatisch geschalteten Quadrantelektrometer; als sehr bequem erwies es sich, die Entladung zu zünden durch den Funken einer Leidener Flasche, da dann die Betriebsspannung von Anfang an gleich der Brennspannung eingestellt werden und ständig am Entladungsrohr und am Elektrometer liegen kann. Bei genügend hohem anomalen Kathodenfall ergab sich negative Hysteresis und

dementsprechend nach dem Zünden ein Spannungsanstieg; bei normalem Fall ergab sich positive Hysteresis und nach dem Zünden ein Spannungsabfall, der bis zu 20 Volt betrug. Wir sehen hierin eine vollständige Bestätigung der aus der Temperaturtheorie abgeleiteten Voraussage.

6. Verunreinigungen und Hysteresis.

Das Ergebnis der im vorhergehenden beschriebenen Versuche läßt sich dahin zusammenfassen, daß sich die negative Hysteresis bis in alle Einzelheiten verstehen läßt durch die Annahme eines Temperatureffekts an der Kathode derart, daß mit der Temperaturerhöhung der Kathode durch die Entladung eine Dichteabnahme des Gases im Kathodenfallgebiet und also eine Erhöhung des (anomalen) Kathodenfalls verbunden ist. Auf Grund dieser Anschauungen ist es nun aber schwer zu verstehen, warum nicht stets — abgesehen natürlich von Fällen wie sie in Abschn. 5i) beschrieben wurden — negative Hysteresis auftritt. Versuche, die offenbar noch hinzukommende für das Auftreten negativer Hysteresis notwendige Bedingung aufzufinden, haben nun ergeben, daß wesentlich dafür eine genügende Verunreinigung des Füllgases ist. In reinsten Edelgasen ist die Hysteresis positiv, nur in Edelgasen mit elektronegativen Beimischungen negativ. Im einzelnen darauf einzugehen erübrigt sich, da Herr Rüttenauer vor uns bereits zu demselben Ergebnis gekommen war und uns einen Bericht über seine ausgedehnten sorgfältigen Versuchsreihen mitgeteilt hatte[1]). Dieser Befund über die Wirkung von Verunreinigungen läßt sich in folgender Weise in die Deutung der negativen Hysteresis als Temperatureffekt einordnen. Wie früher ausgeführt wurde, bringt eine Änderung des Reinheitsgrades des Füllgases ebenfalls hysteresisartige Erscheinungen hervor, die sich in Edelgasen von großer Reinheit über die durch den Temperatureffekt an der Kathode verursachten lagern und um so mehr hervortreten werden, je reiner das Edelgas ist; bei genügendem Grad der Verunreinigung hingegen wird ein geringes Mehr oder Weniger an Verunreinigungen gegenüber dem Temperatureffekt keinen wesentlichen Einfluß auf die Charakteristik mehr ausüben, der Temperatureffekt wird die Hauptrolle spielen und die Hysteresis wird deshalb negativ sein. Auch daß der Vorgang der Gasabsorption bzw. Gasbefreiung im Entladungsrohr mit dem Strom reversibel ist, wie man dies zur Deutung der positiven Hysteresis als Wirkung von Verunreinigungen

1) Inzwischen erschienen, Zeitschr. f. Phys. **15**, 33, 1923.

annehmen muß, dürfte nicht schwierig zu verstehen sein; bemerkt sei dazu, daß auch experimentell eine solche Reversibilität bereits festgestellt worden ist, nämlich in der Seite 370 zitierten Arbeit von Vegard (vgl. S. 783 dieser Arbeit).

7. Beobachtungen über positive Hysteresis.

Ähnlich systematische Untersuchungen wie über die negative Hysteresis nun auch über die positive anzustellen, schien uns nach den Versuchen von Rüttenauer nicht mehr notwendig zu sein. Wir beschränken uns deshalb auf die Mitteilung einiger Beobachtungen, die zu deren Ergänzung dienen können.

a) Künstliche Erzeugung positiver Hysteresis.

Da mit zunehmendem Reinheitsgrad des Gases die Hysteresis von der negativen in die positive Form übergeht, ist das Mittel zur gewollten Hervorbringung der letzteren sorgfältige Reinigung und Entgasung des Entladungsrohres und Füllung mit möglichst reinem Edelgas. Am einfachsten ist es, die Reinigung der Entladungsröhren nach dem Vorgang von Rüttenauer durch die Entladung selbst, d. h. durch genügend langes Vorbrennen vorzunehmen, wozu allerdings meist Vorbrennzeiten von vielen (etwa 50) Stunden notwendig sind; die Reinigung erfolgt dabei vermutlich dadurch, daß die beigemischten elektronegativen Gase absorbiert werden. Wenn diese Voraussetzung richtig ist, mußte man erwarten, sehr viel schneller zum Ziel zu kommen, wenn man die Elektroden mit stark absorbierenden Substanzen bedeckt und ferner nach dem Vorbrennen sofort umpolt, so daß die in der Vorbrennzeit als Kathode wirkende Elektrode bei den Messungen als Anode dient. Versuche dieser Art mit den neuerdings von der Studiengesellschaft hergestellten 110 Volt-Glimmlampen, deren Elektroden mit einem stark elektropositiven Metall überzogen sind, ergeben in der Tat schon nach Einbrennzeiten von höchstens einer Stunde starke positive Hysteresis und dementsprechend nach dem Zünden einen steilen Anstieg des Stromes.

b) Hysteresis bei normalem Kathodenfall.

Im Gegensatz zu der negativen Hysteresis wird in Übereinstimmung mit unseren Anschauungen über die Ursache der beiden Hysteresisarten zu erwarten sein, daß man pos. Hysteresis auch dann noch erhält, wenn die Kathode nicht vollständig vom Glimmlicht bedeckt,

d. h. also der Kathodenfall normal und deshalb unabhängig von der Temperatur der Kathode ist. Versuche in dieser Richtung bestätigten dies.

c) Ergänzungen.

Anschließend seien noch einige Beobachtungen kurz besprochen, die mit einer Dreielektrodenröhre derselben Art wie S. 384 vorgenommen wurden. Bei einem ersten Versuch erhielten wir negative Hysteresis und demgemäß An- und Abklingkurven für den zeitlichen Stromverlauf derselben Art wie sie in Fig. 14 gezeichnet und dort eingehend diskutiert wurden; nach einer Einbrennzeit von mehreren Stunden war die Hysteresis positiv geworden und es ergaben sich nun Kurven der Art Fig. 17a, die sich in analoger Weise wie die der Fig. 14 deuten lassen und nichts Besonderes bieten. Interessanter hingegen war, daß wir — leider unter Bedingungen, die festzulegen und zu reproduzieren nicht möglich war — mitunter aber auch Kurven erhielten, die dafür sprechen, daß die Hysteresis in derselben Röhre mit der einen Elektrode als Kathode positiv, mit der andern als Kathode negativ sein kann. Wie Fig. 17b zeigt, nimmt nämlich z. B. nach dem Zünden der Strom für Elektrode A als Kathode ab (negative Hysteresis) für Elektrode B als Kathode hingegen zu (pos. Hysteresis). In anderen Fällen konnte erst ein Anstieg dann ein Abfall beobachtet werden, also zuerst positive, dann negative Hysteresis, wofür in Fig. 17c ein Beispiel gegeben ist. Teils weisen derartige Komplikationen darauf hin, daß in diesen Fällen sich der Vorgang der Selbstreinigung bzw. Verunreinigung des Füllgases im wesentlichen an der Kathode abspielt, teils dürfte es sich um Erscheinungen handeln, die im Grenzgebiet zwischen positiver und negativer Hysteresis liegen (und auch mit gewissen Beobachtungen Vegards Ähnlichkeit haben); jedenfalls könnte man auf Grund solcher Annahme unter Hinzuziehung individueller Verschiedenheiten etwa in der Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden zu einem Verständnis auch dieser verwickelteren Erscheinungen kommen.

Endlich haben wir noch versucht, ebenfalls an einem Rohr mit drei Elektroden A, B, C Veränderungen an einer Elektrode A festzustellen infolge einer Entladung zwischen den beiden anderen Elektroden B und C, an der A selbst unbeteiligt ist. Derartige Veränderungen, die sich z. B. durch eine Änderung der Zündspannung zwischen A und einer Hilfselektrode oder durch eine Änderung der Stromstärke unmittelbar nach dem Zünden bemerkbar macht, haben wir nun in der

Tat gefunden. Soweit sie nicht auf die oben S. 385 genannten inversen Druckeffekte zurückzuführen sind, dürfte es sich um Änderungen des Gasinhalts oder der Elektrodenoberfläche handeln. Zum Teil aber spielt fraglos die Bildung von Oberflächenschichten auf der Elektrode

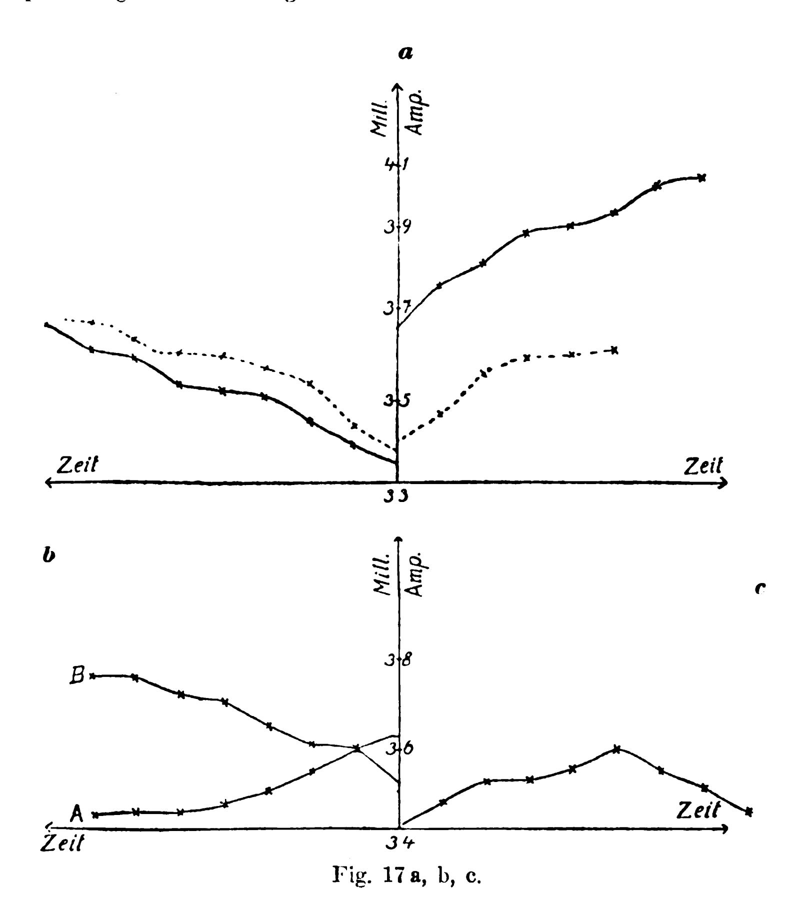


Fig. 17 a, b, c.

A mit. Denn die Veränderungen waren besonders stark, wenn diese in das negative Glimmlicht der zwischen *B* und *C* brennenden Entladung eintauchte und wurde verkleinert z. B. durch ein transversales, das Glimmlicht zur Seite biegendes Magnetfeld oder durch eine negative Aufladung der Elektrode *A*. Die zahlreichen in dieser Richtung von uns angestellten Versuche zu beschreiben, bietet kein Interesse, da wir eindeutige Schlüsse aus ihnen nicht ziehen konnten.

8. Die gekreuzte Hysteresis.

Wir haben bisher unterschieden zwischen positiver und negativer Hysteresis, je nach der Lage des aufsteigenden Astes über oder unter dem absteigenden. Die möglichen reinen Formen sind mit diesen beiden Typen erschöpft. Daneben beobachtet man aber mitunter eigenartige Mischformen, bei denen in einem Teil der Schleife der aufsteigende Ast über, in einem anderen unter dem absteigenden liegt, also die beiden Zweige sich kreuzen. Sogar Schleifen mit mehrfachen derartigen

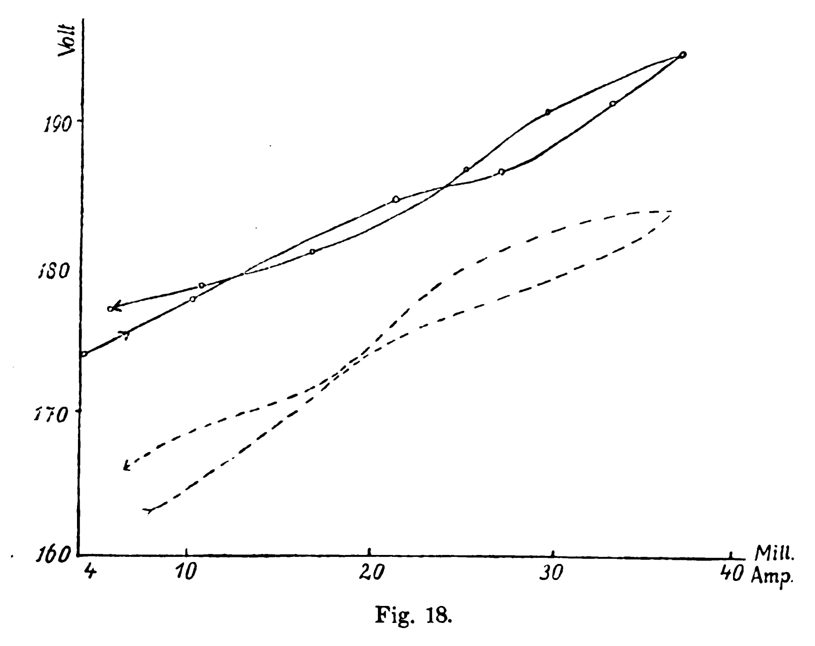


Fig. 18.

Kreuzungen, konnten wir feststellen, von denen die Fig. 18 ein Beispiel zeigt; die Schleifen wurden kontinuierlich mit konstanter Geschwindigkeit durchlaufen, die Abstände der Meßpunkte sind je 10 Sekunden. Über die Bedingungen, unter denen solche gekreuzte Schleifen entstehen, haben wir eindeutige Aufschlüsse nicht erhalten können. Einen Hinweis aber kann man vielleicht entnehmen aus dem Umstand, daß Schleifen der Form, wie sie in der Figur punktiert eingetragen sind, besonders bei großem Wasserstoffzusatz auftreten und ferner daraus, daß am häufigsten Schleifen mit einer Kreuzung beobachtet werden, in denen bei schwachen Strömen der aufsteigende Ast unter, bei stärkeren über dem absteigenden liegt. Bemerkenswert ist ferner, daß

unter sonst gleichen Umständen nicht stets, sondern nur bei bestimmten geeigneten Durchlaufungszeiten der Schleifen Kreuzungen aufzutreten scheinen. Es ließen sich solche Kreuzungen formal deuten durch eine Kombination von Temperatur- mit Verunreinigungseffekten, wenn man für beide Effekte verschiedene Änderungsgeschwindigkeit annimmt; doch bieten sich zwanglos so viele Möglichkeiten, daß eine Erklärung im einzelnen, die stets nur für die individuellen Eigenschaften einer jeden einzelnen Entladungsröhre zugeschnitten werden könnte, ohne prinzipielles Interesse ist.

9. Zusammenfassung.

Nach einigen theoretischen Überlegungen, die hauptsächlich eine übersichtliche, graphische Darstellung der Hysteresiserscheinungen (Abschn. 2) eine kurze Diskussion der möglichen Ursachen für dieselben (Abschn. 3) und die Ausbildung einer einfachen Methode enthalten (Abschn. 4), die in der Untersuchung des Anklingens und Abklingens vor der Aufnahme vollständiger Charakteristikenschleifen wesentliche Vorteile besitzt, wurde vor allem die negative Hysteresis eingehend untersucht (Abschn. 5) und gezeigt, daß sich diese zwanglos und sehr weitgehend bis in alle Einzelheiten erklären läßt durch einen Temperatureffekt an der Kathode. Durch die Erwärmung der Kathode sinkt die Gasdichte und es steigt der (anomale) Kathodenfall. Es konnte die Richtigkeit dieser Anschauung nach den verschiedendsten Richtungen hin sichergestellt werden. In Übereinstimmung mit Versuchen von Rüttenauer ergibt sich weiter, daß negative Hysteresis in verunreinigten Edelgasen auftritt, daß hingegen in sehr reinen Edelgasen die Hysteresis positiv ist (Abschn. 6). Sehr viel verwickelter liegen die Dinge bezüglich der positiven Hysteresis (Abschn. 7), für welche nur einige Anhaltspunkte zu einer möglichen Deutung gewonnen werden konnten. Teils scheinen hier kleine Schwankungen in dem Reinheitsgrad des Füllgases, teils die Bildung von Oberflächenschichten eine Rolle zu spielen, die sich über den kathodischen Temperatureffekt lagern. Zum Schluß (Abschn. 8) wurden noch einige Beobachtungen über die komplizierteren Formen der sog. gekreuzten Hysteresis mitgeteilt und Möglichkeiten zum Verständnis derselben angedeutet, so daß nun wenigstens gewisse Richtlinien für eine weitere Untersuchung anzugeben sind.

Zum Schluß möchte ich Herrn cand. S. Sommer, der mit unermüdlicher Ausdauer den größten Teil der Messungen unter meiner Leitung durchgeführt hat, für seine Mitarbeit danken. Dem Direktor der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung, Herrn Dr. Skaupy,

verdanke ich die benutzten Glimmlampen, einige der Spezialröhren und die Edelgase zur Füllung der von mir gebauten Röhren sowie manche wichtige Besprechung, der Helmholtzgesellschaft die Pumpenanlage, der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft einige Hilfsapparate. Den benutzten Pendelunterbrecher hat uns Herr Nernst freundlichst zur Verfügung gestellt.

(Eingegangen 2. August 1923).

Dielektrische Festigkeit von flüssigen und festen Isolierstoffen.

Von **F. Kock.**

In seiner Arbeit auf Seite 93 dieser Zeitschrift unternimmt es Herr Günther-Schultze die vorhandenen und sich zum Teil widersprechenden experimentellen Ergebnisse zu den Grundzügen einer Theorie zu vereinigen und kommt für dielektrische Flüssigkeiten unter anderem zu der bereits von mir ausgesprochenen Folgerung [1]), daß der Durchschlag in einer in der Flüssigkeit entstehenden Dampfbahn stattfindet, d. h. eine verschleierte Gasentladung ist, wodurch sich die Abhängigkeit der Durchschlagsfestigkeit (D.F.) vom Druck auch für dielektrische Flüssigkeiten ohne weiteres erklären läßt. Nach den Folgerungen der Theorie soll nun die Zunahme der D.F. bei Druckzunahme in den Flüssigkeiten von gleicher Größenordnung wie bei Gasen sein, wobei sich Herr Günther-Schultze hauptsächlich auf die Arbeiten von Almy und Friese stützt und die von andern und mir gefundenen Werte der D.F. für viel zu niedrig erklärt.

Bei der Kritik dieser Werte wird nun m. E. nicht genügend berücksichtigt, wie diese gefunden wurden und ebenso die Reinigung der benutzten Öle bemängelt. Dazu ist nun zu bemerken, daß die von mir gefundenen Werte mit Ölen erzielt wurden, die nach den zur Zeit der Abfassung der Arbeit gebräuchlichen Methoden der Technik gereinigt wurden und ebenso die Versuche zur Ermittlung der D.F. nach den damals und jetzt noch gültigen Vorschriften [2]), nach denen der erste Durchschlag nicht berücksichtigt werden soll, Mittelwerte aus mehreren Durchschlägen derselben Probe darstellen, um den Verhält-

1) Kock, Elektrot. Zeitschr. 85, 99, 1915.
2) V. D. E. Kommission für Isolierstoffe. Elektrot. Zeitschr. 1923, S. 602.

nissen der Praxis nahe zu kommen. Im Gegensatz dazu stellen die Höchstwerte der D.F. nach Friese (Maximal 240 kV/cm statt etwa 100 kV/cm) Werte dar, die für den ersten Durchschlag und für besonders gereinigte und wasserfrei gemachte Öle gelten. Daß man bei besonderen Vorsichtsmaßregeln — Putzen der Funkenstrecke u. a. m. — je nach Wahl der Reinigungsmethode noch weiter kommen kann, zeigen die Arbeiten von Stern und Schrötter[1,2] (D.F. bis etwa 320 kV/cm). Die als richtig angeführten hohen Werte der D.F. für Flüssigkeiten nach Almy scheinen abgesehen davon, daß derselbe mit nicht definierten Feldern arbeitete, m. E. zu hoch zu sein, da ebenfalls die für feste Stoffe — Glimmer und Hartgummi — erhaltenen Zahlen viel größer sind als die unter anderem in neueren Arbeiten gefundenen[2,3]. Im übrigen wird gerade die Reinigung des Öles durch Filtrieren durch eine Tonzelle nicht besonders günstig bezüglich der erhaltenen D.F. beurteilt und sind, wie neuere Messungen ergeben, die D.F. geringer als die mit andern Methoden der Reinigung erhaltenen Werte[4].

Weiter fallen die von mir mit technischen Reinigungsmethoden erhaltenen Werte für die Durchschlagsfestigkeit (D.F.) mit den von Friese erhaltenen Zahlen der Größenordnung nach zusammen. Ich möchte richtig stellen, daß ich nicht den Einfluß der Leitfähigkeit der Flüssigkeiten auf die dielektrischen Flüssigkeiten festgestellt habe, sondern nur eine etwaige Abhängigkeit der Leitfähigkeit vom Druck zu ermitteln versuchte.

Ob es im übrigen angängig erscheint, aus dem vorliegenden Versuchsmaterial zu schließen, daß die Zunahme der D.F. für Flüssigkeiten mit dem Druck von der gleichen Größenordnung ist wie diejenige für Gase, möchte ich dahingestellt sein lassen. Ich bemerke nur, daß bei Gasen unter anderem die mit Druck ansteigende D.F. in gewissen Fällen vom Gehalt an Wasserdampf abhängig ist oder nicht, je nachdem die Durchschlagsspannung mit der Anfangsspannung oder Büschelgrenzspannung zusammenfällt. Da nun der Durchschlag im vergasten Öle jedenfalls in einer mehr oder weniger gesättigten Dampfatmosphäre stattfindet und meines Wissens Versuche über die D.F. in gesättigten Dämpfen in Abhängigkeit vom Druck nicht vorliegen, kann das gleiche Anwachsen der D.F. für Flüssigkeiten wie bei Gasen in Abhängigkeit vom Druck nicht ohne weiteres gefolgert werden. Im übrigen stimme ich mit

1) Stern, Elektrot. Zeitschr. 1922, S. 140.
2) Schrötter, Arch. f. El. 12, 76, 1923.
3) Petersen, Hochspannungstechnik S. 58.
4) Grünewald, Arch. f. El. 12, 79, 1923.

dem Herrn Verfasser überein, daß weitere Versuche notwendig sind das für die Technik besonders wichtige Verhalten der flüssigen Isolierstoffe zu klären, sodaß dieses möglichst theoretisch voll erfaßt werden kann und daß die dazu notwendigen Versuche sehr mühselig in ihrer Durchführung sind.

(Eingegangen 3. August 1923.)

Besprechungen.

G. v. Hevesy und **F. Paneth, Lehrbuch der Radioaktivität.** 213 Seiten mit 36 Abb. Leipzig, J. A. Barth. 1923. Gz. M. 5.7; geb. M. 6.9.

Das Buch soll ein Lehrbuch der Radioaktivität sein. Im Gegensatze zu den bereits vorhandenen Darstellungen des Gebietes ist deshalb der didaktische Gesichtspunkt bei der Anordnung und Auswahl des Stoffes in den Vordergrund gerückt worden; die historische Entwicklung wird nur in einem Schlußkapitel behandelt. Die Darstellung vermeidet eine zu breite Beschreibung von Einzelarbeiten und -versuchen und ist mehr auf das Allgemeine und die Zusammenhänge gerichtet. Die Originalliteratur wird deshalb auch nur für die Zeit nach 1916 zitiert; für die ältere Literatur wird auf das ausführliche Werk von Meyer und Schweidler verwiesen. Bei den Meßmethoden werden nur die Prinzipien, keine Vorschriften für die praktische Ausführung gebracht.

Solange die Lehre der radioaktiven Erscheinungen nur den unter Aussendung von Strahlen erfolgenden Selbstzerfall der Atome umfaßte, war ihr Aufbau verhältnismäßig einfach und der Darstellung in lehrbuchmäßiger Form leichter zugänglich. Nachdem aber die tiefere Erklärung der Radioaktivität unter Benutzung der Quantentheorie der Serienspektren zu den modernen Theorien über den äußeren und inneren Aufbau der Atome geführt und noch dazu in der Lehre von der Isotopie einen neuen sehr wichtigen weiteren Aufschluß gebracht hat, ist dieses Gebiet wesentlich komplizierter geworden. Es steht jetzt mit fast allen Theorien der modernen Physik in enger Beziehung und ist infolgedessen durch die Methode einer strengen Didaktik, welche Schritt für Schritt alle Begriffe entwickelt, schwer zu fassen. Soll ein Lehrbuch der Radioaktivität nicht zu umfangreich werden, so muß es also vieles als bekannt voraussetzen oder nur ganz kurz erklären. Man empfindet auch bei dem vorliegenden Buche wie diese Schwierigkeit, namentlich bei den einleitenden Kapiteln, zu gelegentlichen Unebenheiten führt. Ein Studierender der Medizin oder Chemie wird sich jedenfalls schon etwas eingehender mit moderner Physik beschäftigt haben müssen, wenn er sich gleich in dem Buche zurecht finden will. Legt man aber etwa die Kenntnisse zugrunde, die ein Kandidat der Physik haben sollte, so wird man das Buch als ausgezeichnet brauchbar zur Einführung in die heutige Lehre der Radioaktivität bezeichnen müssen. Auch der engere Fachgenosse wird viele Kapitel mit Genuß und

Anregung lesen, so diejenigen über die allgemein-chemischen Zusammenhänge, über die Isotopie, über das chemische Verhalten äußerst geringer Substanzmengen, über die Anwendung der Radioelemente als Indikatoren bei chemischen und physikalischen Untersuchungen u. a. m. Da die neuere Literatur seit 1916 zitiert ist, können diese Kapitel auch demjenigen von gutem Nutzen sein, der, wie es unter den heutigen Verhältnissen leider oft der Fall sein wird, die Literatur nur lückenhaft verfolgen kann. Er wird hier eine moderne Ansicht des Gebietes von Forschern, die selbst darin erfolgreich tätig waren, in angenehmer Form dargeboten bekommen.

Von den zum Teil sehr instruktiven Figuren wird man aus didaktischen Gründen an manchen Stellen vielleicht etwas mehr wünschen können. Für die Wiedergabe der Radiumschrift und der Pflanzenkeimlinge wiederum erscheint die Tafel III fast etwas zu schade. Besonders hervorzuheben ist die flüssige Sprache, in der das Buch geschrieben ist. Sie wird dazu beitragen, dem Buche eine gute Verbreitung zu sichern. E. Regener.

E. H. Riesenfeld, Anorganisch-chemisches Praktikum. 5. Aufl. kl. 8°. Mit 27 Abb. im Text XVIII u. 366 S. u. mit Register. Leipzig, S. Hirzel. 1923. Ganzleinen geb. Gz. M. 5.—

Das Buch ist auf physikalisch-chemischer Grundlage, besonders der Ionentheorie aufgebaut und gibt eine vorzügliche Anleitung für die qualitative Analyse und das präparative Arbeiten.

Die Zahl der für die einzelnen Ionen aufgeführten Reaktionen ist ziemlich beschränkt, selten übersteigt sie fünf. Diese sind aber eingehend erläutert und durchweg doppelt formuliert, zuerst einfach stöchiochemisch, dann als Ionengleichungen. Ferner ist die Löslichkeit aller wichtigen Verbindungen nicht durch die Worte leicht- bzw. schwerlöslich, sondern exakt durch „löslich in so und so viel Teilen Wasser" wiedergegeben, ein Umstand, der das Buch auch für den erfahrenen Analytiker wertvoll macht. Die Anordnung des Stoffes weicht etwas von der üblichen ab.

In einer Art Einleitung werden auf 27 Seiten die manuellen und theoretischen Grundlagen, besonders die chemische Nomenklatur und Rechnung erklärt, dann folgen die Reaktionen der einfachsten Säuren, darauf die der Kationen in der umgekehrten Reihenfolge des Analysengangs und schließlich die der komplizierteren Säuren.

Den Schluß bildet der Analysengang und eine Reihe von Tabellen über Löslichkeiten, Dichten, Konzentrationen der Reagentien, Molekular-, Äquivalent- und Atomgewichte sowie ein ausführliches Register. In den Text sind sehr übersichtliche analytische Tabellen und, namentlich im ersten Drittel des Buchs, etwa 40 „theoretische Ergänzungen" eingestreut, die alle wichtigeren Gesetze und Begriffe der anorganischen Chemie an Einzelfällen kurz und klar erläutern. Auf Ausnahmen von der Regel wird dabei (offenbar absichtlich) nicht eingegangen. Ich halte dies in einigen Fällen für einen Nachteil, glaube aber doch, daß das Buch, was ursprünglich sicher nicht in der Absicht des Verfassers lag, heute aber für manche Studenten wichtig ist, für die ersten Semester ein Lehrbuch ersetzen kann. Als „Praktikum" ist es sicherlich eines der besten und meist benutzten. Reihlen.

W. Wien, Kanalstrahlen. (Handbuch d. Radiologie von Marx, Bd. IV_1), 2. Aufl. 362 S. mit 333 Fig. Akad. Verlagsgesellschaft. 1923.

Seit dem Erscheinen der ersten Auflage (1917) ist auf dem Gebiet der Kanalstrahlenphysik so viel Neues gearbeitet worden, daß eine sehr weitgehende Umgestaltung des Inhalts notwendig war; weniger im Sinn einer Korrektion der damaligen Darstellung, wie in Form von Ergänzungen. So ist ein geschlossenes lückenloses Werk entstanden, das über alle einschlägigen Fragen nach dem derzeitigen Stand unserer Kenntnisse Aufschluß gibt. Über Vorzüglichkeit und Bedeutung des Gebotenen im allgemeinen etwas zu sagen, ist wohl überflüssig.

Das Buch gliedert sich in 22 Kapitel mit 2 Anhängen, aus deren Inhalt hier natürlich nur die wichtigsten Dinge herausgegriffen werden können, die gegenüber der 1. Aufl. neu hinzugekommen sind. Es ist dies im 1. Kapitel eine ausführlichere Behandlung der Fluoreszenz unter dem Einfluß von Kanalstrahlen. Im 4. Kapitel ist nun die Zerstäubung fester Körper eingehend besprochen, die bekanntlich in ihrer wichtigsten Form der Zerstäubung der Kathode von Entladungsröhren in Erscheinung tritt, aber immer noch nicht befriedigend in ihren Gesetzmäßigkeiten erkannt und gedeutet werden kann (die neuesten Forschungen, die auch hier die Bedeutung von Oberflächenhäuten auf der Kathode in den Vordergrund zu rücken scheinen, konnten nicht mehr berücksichtigt werden). Die Sekundärstrahlung ist nun in einem besonderen, dem 6. Kapitel untergebracht, deren Inhalt ergänzt wird durch den 2. Anhang. Neu hinzugekommen sind ferner ein Kapitel (9) über die Isotopenanalyse als wichtigste Anwendung der im vorhergehenden Kapitel sehr eingehend behandelten magnetischen und elektrischen Analyse. In Kapitel 11 sind als wichtigste Ergänzung wohl zu nennen die Untersuchungen von Rüchardt über Umladung und freie Weglänge, in Kapitel 15 (Dopplereffekt) die neue von Rau ausgearbeitete Methode, die hier zum erstenmal ausführlich beschrieben wird, in Kapitel 17 die Starkschen Arbeiten über die kontinuierlichen Gasspektren und in Kapitel 19 die entscheidenden Versuche von Wien über den Ladungszustand von Linien- und Bandenträgern. Kapitel 20, das wiederum vollständig neu hinzugekommen ist, gibt eine zusammenfassende Darstellung der Versuche über das Abklingen des Leuchtens (leider ist hier der Verf., dessen Ansicht naturgemäß von besonderem Interesse gewesen wäre, nicht näher eingegangen auf eine Diskussion der noch bestehenden Diskrepanz zwischen seinen Versuchen und denen von Stark bezüglich des Abklingens der einzelnen Seriemglieder, eine Frage, die eng zusammenzuhängen scheint mit der Frage, ob bei der Lichterregung durch Stoß Bewegung übertragen wird, die am Ende von Kapitel 15 diskutiert wird). Wesentlich erweitert ist Kapitel 24 über die elektrische und elektrodynamische Beeinflussung von Spektrallinien und wiederum neu eingefügt der Anhang 1, der eine allgemeine Theorie der Lichterregung in Kanalstrahlen enthält. Auch sonst ist der Inhalt an vielen Stellen vervollständigt und erweitert worden.

Der Grundcharakter der Darstellung, der in dem Bestreben zum Ausdruck kommt, Spekulatives und Hypothetisches nach Möglichkeit zu vermeiden und in erster Linie stets die Tatsachen sprechen zu lassen, wird

dem Werk dauernden Wert sichern; jedenfalls besitzen wir nun eine Darstellung dieses an Bedeutung für große Teile der Physik stets zunehmenden und nur bei oberflächlicher Betrachtung speziellen Forschungsgebietes der Physik, wie man sie sich schöner wohl nicht hätte wünschen können.

R. Seeliger.

Carl Bischoff, Die feuerfesten Tone und Rohstoffe, sowie deren Verwendung in der Industrie feuerfester Erzeugnisse. 4. Aufl., neu verfaßt und bearbeitet von Ing.-Chemiker K. Jacob und Dr. E. Weber. 266 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1923.

Das grundlegende Lehrbuch für den werdenden Keramiker, das auch als Handbuch für den Fachmann bestimmt ist, hat seit Dezennien die Entwicklung der feuerfesten Industrie mitgemacht und sich dabei den neuen Bedürfnissen des erweiterten Fabrikationszweiges angepaßt. Auch die vierte Auflage hat nach dem Tode des Verfassers durch zwei mitten in der Praxis stehende Keramiker unter Mitwirkung des Chemischen Laboratoriums für Tonindustrie und der Tonindustrie-Zeitung, Prof. Dr. H. Seger und E. Cramer, eine weitgehende Umarbeitung erfahren. Das Ziel des Buches ist dabei weiter aufgefaßt als der Titel angibt, indem nicht nur für die Beurteilung der Rohstoffe, sondern auch für die gesamte Verarbeitung des Rohstoffe grundlegende Angaben gemacht werden. Der hiernach sehr umfangreiche Stoff soll nun neuerdings in einen theoretischen und praktischen Teil auseinandergesichtet werden, wobei freilich das Erscheinen des theoretischen wegen „mancherlei Verzögerungen“ in weitere Ferne gerückt scheint. Die Verf. haben sich bemüht, durch stellenweise Betonung der wissenschaftlichen Grundlage „einen Ausgleich für die einstweilige Zurückstellung der theoretischen Erörterungen zu schaffen“. Doch darf vielleicht an dieser Stelle der Hoffnung Ausdruck gegeben werden, daß es damit nicht sein Bewenden haben möge. Gerade jetzt, wo durch engstes Zusammengehen von Theorie und Praxis alle verfügbaren Kräfte mobil gemacht werden sollen, würde die theoretische Zusammenfassung durch eine berufene Feder für Lehrer und Schüler und nicht zuletzt auch für den Praktiker neue Anregung bringen.

Die Einteilung des Buches lehnt sich nach Möglichkeit an die der vorausgehenden Auflagen an. Neu ist das erste Kapitel, das einen „zusammenfassenden Überblick über die Herstellung feuerfester Erzeugnisse und ihr Verwendungsgebiet“ zu geben sucht. Im zweiten Abschnitt werden der Begriff Ton und Kaolin, physikalische Konstitution des Tons, Grobstruktur, chemische Konstitution, Beimengungen, schließlich Bildungsweise und Lagerstätten der Kaoline ausführlich besprochen. Was oben von dem gelegentlichen theoretischen Einschlag gesagt wurde, gilt vorwiegend für dieses Kapitel, in dem man an Hand guter Abbildungen nicht nur erkennt, was von den Aluminiumsilikaten bereits erforscht ist, sondern vor allem herausfühlt, wieviel noch zu erforschen wäre, bis eine in sich gefestigte Wissenschaft der Ausgangsstoffe vorhanden wäre. Vielleicht werden statt mutmaßlicher Konstitutionsformeln röntgenometrisch bestimmte Atomkonfigurationen für die chemische Beurteilung und für das Diagnostizieren die nächsten

Fortschritte bringen. Dann wird es sich auch herausstellen, ob die chemische Verbindung $Al_2 \cdot 2SiO_2 2H_2O$ als Clayit als amorph vom kristallinen Kaolinit zu unterscheiden ist. Kapitel III bringt die Behandlung des Tons und der magernden Versatzmittel, Auswittern, Auswintern, Sommern, Schlämmen, Zerkleinern. Abschnitt IV bringt Masse, Zusammensetzung, Zubereitung und Formgebung, sowie besonders ausführlich das Webersche Chamotte-Gießverfahren für Zinkmuffeln und Glashäfen. In Abschnitt V werden die verschieden feuerfesten Erzeugnisse (als Vollware und Hohlware unterschieden) abgehandelt, wobei auch die hochfeuerfesten Erzeugnisse aus Kohlenstoff, Bauxit, Magnesit, Chromit, Korund, Karborundum und Zinkoxyd weitgehend berücksichtigt werden. Das Schlußkapitel beschäftigt sich mit den Anforderungen an feuerfeste Erzeugnisse.

In allen Teilen des Buches merkt man, wie die Verf. auf Grund ausgedehnter praktischer Erfahrungen den vielseitigen Stoff bewältigen und so begrüßt gerade der Wissenschaftler die Möglichkeit, sich von den sachkundigen Verf. in gedrängter Darstellung alle Errungenschaften der feuerfesten Industrie, auch wo es sich um rein praktische Kunstgriffe handelt, vorführen zu lassen. R. Groß.

Walter Schallreuter, Über Schwingungserscheinungen in Entladungsröhren. Sammlung Vieweg, Heft 66. 39 S. mit 14 Abb. im Text. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1923.

Über die Verwendung der Funkenentladung und des Lichtbogens zur Erzeugung elektrischer Schwingungen gibt es bekanntlich eine ausgedehnte Literatur, doch fehlt eine solche über die Verwendung von Entladungsröhren mit verdünnten Gasen zur Schwingungserzeugung. Das vorliegende Heft der Sammlung Vieweg, welche eine erweiterte Wiedergabe der auf Anregung von Prof. Dr. W. Nernst entstandenen Inaugural-Dissertation des Verfassers bildet, soll diese Lücke ausfüllen.

Die Schwingungserscheinungen bei Entladungsröhren haben ihre Ursache in der fallenden Charakteristik und dem hierdurch bedingten Unterschied zwischen Zündspannung und Brennspannung. Befindet sich in dem Gleichstrom-Speisekreis ein hinreichend großer Widerstand, so entstehen intermittierende Entladungen, wenn der Ladestrom nicht ausreicht, um die Kapazität der Entladungsröhre, die durch einen parallelgeschalteten Kondensator nach Bedarf vergrößert werden kann, auf der kleinsten Brennspannung zu erhalten; nach dem Zünden sinkt die Spannung an der Röhre unter die kleinste Brennspannung und die Entladung reißt ab, um erst nach Aufladung auf die Zündspannung wieder einzusetzen. Die Periode dieser Intermittenzen ist der Größe des Ladewiderstandes und der Kapazität proportional.

In einer historischen Einleitung wird gezeigt, daß bereits die ersten Forscher auf dem Gebiet der Gasentladungen, Gassiot und Hittorf, diese Erscheinung beobachtet haben. Die theoretische Deutung, die bereits Hittorf gab, wurde von Righi mathematisch streng formuliert. Die Entwicklung der Hochfrequenz-Technik verschaffte diesen Vorgängen erneut Beachtung und Patente der Polyphos-Elektrizitäts-Gesellschaft suchen

den „Glimmlicht-Generator“ für technische Zwecke nutzbar zu machen. Leider teilt der Verfasser über diesen Punkt nur wenig mit.

Den Hauptinhalt des Heftes bilden die Berichte über die eigenen Arbeiten des Verfassers, die zum Ziel hatten, den Glimmlicht-Generator als Wechselstromquelle für Laboratoriumsmessungen auszubauen. Dabei sollten handelsübliche Glimmlampen mit Betriebsspannungen unter 220 Volt Verwendung finden, um ein billiges und bequemes Gerät zu bekommen, das gegenüber dem bisher üblichen Induktorium den Vorzug geräuschlosen Arbeitens und leichter Einstellbarkeit der Frequenz (von wenigen Schwingungen in der Minute bis zu etwa 50000 in der Sekunde) besitzt.

Nach eingehenden Untersuchungen über die Abhängigkeit der Schwingungsenergie von den Konstanten des Stromkreises, der Edelgasart, dem Druck und der Form der Entladungsröhre erwies sich am günstigsten eine Röhre mit Heliumfüllung von etwa 25 mm Druck.

Wenn der Verfasser die enger gestellte Aufgabe eines Glimmlicht-Generators für Meßzwecke hiermit praktisch gelöst hat, so bleiben noch manche Fragen des weiteren Problems der Schwingungserzeugung mit Entladungsröhren offen, wie z. B. die Frage nach der Regelmäßigkeit der Zündvorgänge und die technisch wichtige Frage nach dem Wirkungsgrad.

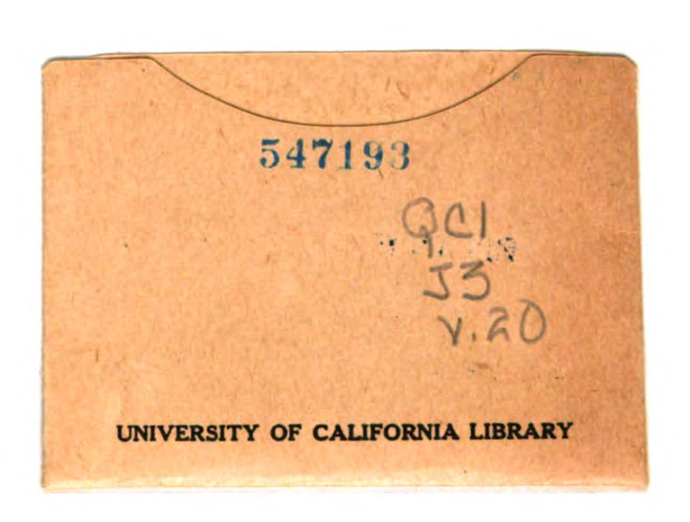
Mauz.

Namen- und Sachregister.

(O. = Originalabhandlung, B. = Bericht, R. = Besprechung.)

Druck von August Pries in Leipzig.




547193
QC1
J3
V.20
UNIVERSITY OF CALIFORNIA LIBRARY



